UNIVERSITÉ DE NANCY

FACULTÉ DES SCIENCES

THESES

présentées à la

Faculté des Sciences de Nancy

pour l'obtention du titre

de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Philippe SCHLICKLIN
INGÉNIEUR I. G. C.

1re Thèse : ÉTUDE DE LA CONVECTION THERMIQUE D'UN FILM D'EAU EN RUISSELLEMENT

2e Thèse : ÉTUDE DU DISILICIURE DE MOLYBDÈNE EN TANT QUE RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE

Soutenues le 28 Janvier 1965 devant la Commission d'Examen

Jury :

Président : M. J. AUBRY
Examinateurs : MM. J. BASTICK
J. GOSSE

UNIVERSITÉ DE NANCY

FACULTÉ DES SCIENCES

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

THESES

présentées à la

Faculté des Sciences de Nancy

pour l'obtention du titre

de

DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Philippe SCHLICKLIN
INGÉNIEUR I. G. C.

1re Thèse : ÉTUDE DE LA CONVECTION THERMIQUE D'UN FILM D'EAU EN RUISSELLEMENT

2e Thèse : ÉTUDE DU DISILICIURE DE MOLYBDÈNE EN TANT QUE RÉSISTANCE ÉLECTRIQUE

Soutenues le 28 Janvier 1965 devant la Commission d'Examen

Jury :

Président : M. J. AUBRY
Examinateurs : MM. J. BASTICK
J. GOSSE

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551920_0027

UNIVERSITE DE NANCY - FACULTE DES SCIENCES

Doyen : M. AUBRY

Assesseur : M. GAY

Doyens honoraires: MM. CORNUBERT - DELSARTE - URION - ROUBAULT -

Professeurs honoraires : MM. CROZE- RAYBAUD- LAFFITTE- LERAY- JOLY- LAPORTE- EICHHORN- CAPELLE- GODEMENT- DUBREUIL- L.SCHWARTZ- DIEUDONNE- de MALLEMANN- LONGCHAMBON- LETORT- DODE- GAUTHIER- GOUDET- OLMER- CORNUBERT- CHAPELLE- GUERIN- CHEVALLIER- WAHL.

Maîtres de conférences honoraires : LIENHART- PIERRET -

PROFESSEURS

MM.			
URION	Chimie biologie	GAYET	Physiologie
DELSARTE	Analyse supérieure	MANGENOT	Phytopathologie
ROUBAULT	Géologie	MALAPRADE	Chimie
VEILLET	Biologie animale	HADNI	Physique
BARRIOL	Chimie théorique	BONVALET	Mécanique physique
BIZETTE	Physique	KERN	Minéralogie
GUILLIEN	Electronique	BASTICK	Chimie
GIBERT	Chimie physique	DUCHAUFOUR	Pédologie
LEGRAS	Mécanique rationnelle	NEEL	Chimie ind.organique
BOLFA	Minéralogie	GARNIER	Agronomie
NICLAUSE	Chimie	WEPPE	Minéralogie appliquée
FAIVRE	Physique appliquée	BERNARD	Géologie appliquée
AUBRY	Chimie minérale	CHAMPIER	Physique
DUVAL	Chimie	REGNIER	Physico-chimie
COPPENS	Radiogéologie	GAY	Chimie biologique
FRUHLING	Physique	WERNER	Botanique
SUHNER	Physique expérimentale	CONDE	Zoologie
HILLY	Géologie	STEPHAN	Zoologie
LE GOFF	Génie chimique	EYMARD	Cal.Dif.et Int.
CHAPON	Chimie biologique	LEVISALLES	Chimie organique
HEROLD	Chimie industrielle	N.	Botanique
SCHWARTZ	Exploit.minière	N.	Physique
		N.	M.M.P.

MAITRES DE CONFERENCES ET PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.			
GOSSE	Mécanique physique	MARI	Chimie I.S.I.N.
ROCCI	Géologie	LAFON	Physique I.S.I.N.
VUILLAUME	Psychophysiologie	FELDEN	Phys.Théor.et Nucl.
MmeBASTICK	chimie M.P.C. Epinal	FLECHON	M.P.C.
GUDEFIN	Physique	VIGNES	Physique (Mines)
HORN	Physique	Mle HUET	Math. (S.P.C.N.)
FRENTZ	Biologie animale	DEVIOT	Physique du solide
Mme HERVE	Math(Propédeutique)	BLAZY	Minéralogie app.(Géol)
AUROUZE	Géologie	BALESDENT	Thermo.chim.appliquée
		JANOT	Phys.M.P.C.Epinal

SECRETAIRE PRINCIPAL : C.CARON

A MON MAITRE

Monsieur le Professeur J.GOSSE

Hommage de respectueuse gratitude

A TOUS MES MAITRES ET PROFESSEURS

en témoignage de reconnaissance

P R E M I E R E T H E S E

-:-:-:-:-

ETUDE DE LA CONVECTION THERMIQUE

D'UN FILM D'EAU EN RUISSELLEMENT

A V A N T - P R O P O S

-.-.-:-

Le présent travail a été effectué sous la direction de Monsieur le Professeur GOSSE , dans son laboratoire de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques.

Nous exprimons à notre Maître notre reconnaissance la plus vive pour l'intérêt qu'il nous a constamment témoigné et pour la formation qu'il nous a permis d'acquérir dans son laboratoire. Nous l'assurons de notre profonde gratitude, pour les conseils qu'il nous a prodigués et l'aide qu'il nous a apportée.

Nous remercions Monsieur le Professeur AUBRY, Doyen de la Faculté des Sciences de Nancy , d'avoir bien voulu accepter de présider notre jury de thèse , et de nous avons proposé notre second sujet.

Nous sommes reconnaissant à Monsieur le Professeur BASTICK, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques , pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à notre travail , et pour avoir accepté d'être membre de notre jury.

Nous tenons à remercier Monsieur LITAIZE, Monsieur ANTOINE et tout le personnel de l'Atelier de l'E.N.S.I.C. pour leur précieuse collaboration technique.

Les discussions fructueuses que nous avons eues avec nos camarades de laboratoire nous laisseront un excellent souvenir.

T A B L E D E S M A T I E R E S

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

CHAPITRE PREMIER : TRAVAUX ANTERIEURS.

1.1 Comportement hydrodynamique du film tombant.

1.1.1. Les perturbations interfaciales.

1.1.2. Régimes d'écoulement du film .

1.1.3. Epaisseur du film .

1.2. Echanges thermiques.

1.2.1. Travaux s'appuyant sur la théorie de NUSSELT.

1.2.2. Autres travaux se rapportant aux échanges thermiques

1.3. Conclusion.

CHAPITRE II : ANALYSE SIMPLIFIEE DU TRANSFERT THERMIQUE ET ANALYSE DIMENSIONNELLE.

2.1. Evaporation d'un film dans sa vapeur pure.

2.1.1. Formule pratique du coefficient d'échange.

2.1.2. Cas où l'évaporation peut être considérée comme très faible.

2.2. Représentation des résultats à l'aide des groupements sans dimension.

2.2.1. Relevé des grandeurs intervenant dans le phénomène.

2.2.2. Réduction de l'équation du phénomène.

2.3. Utilisation des groupements adimensionnels dans la théorie de l'évaporation d'un film dans sa vapeur pure.

CHAPITRE III : DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET METHODE EXPERIMENTALE.

3.1. Dispositif expérimental.

3.2. Dispositif expérimental initial.

3.3. Méthode expérimentale.

3.4. Calcul du coefficient d'échange.

3.4.1. Evaluation de la quantité de chaleur échangée.

3.4.2. Calcul de l'écart moyen de température.

3.4.3. Coefficient d'échange explicité.

3.5. Précision des mesures.

3.6. Exemple de manipulation.

CHAPITRE IV : RESULTATS EXPERIMENTAUX.

4.1. Manipulations en convection naturelle.

4.1.1. Résultats relatifs au tube d'acier.

4.1.2. Résultats relatifs au tube de cuivre.

4.1.2.1. Action d'un agent tensio-actif.

4.1.2.2. Répartition de température le long de la paroi.

4.1.3. Remarques générales sur les deux séries de résultat

4.1.3.1. Coefficient d'échange et taux d'évaporatio

4.1.3.2. Quantité de chaleur échangée.

4.2. Manipulations en convection forcée.

4.1.2. Coefficient d'échange moyen à la paroi.

4.2.2. Quantité de chaleur échangée à la paroi et taux d'évaporation.

4.2.3. Profil de température de la paroi.

CHAPITRE V : DISCUSSION DES RESULTATS.

5.1. Représentation adimensionnelle des résultats.

5.2. Discussion des résultats.

5.2.1. Variation du coefficient d'échange moyen en fonction des débits de film et d'air.

5.2.2. Variation du coefficient d'échange moyen et du taux d'évaporation avec la température de paroi.

5.2.3. Remarques sur l'établissement du régime thermique.

5.2.4. Discussion des formules adimensionnelles .

5.2.4.1. Influence du débit de film intervenant par son nombre de Reynolds.

5.2.4.2. Influence comparée des convections naturelle et forcée.

5.2.4.3. Effet de la vaporisation représentée par le groupement π_{ρ_v} .

5.2.4.4. Comparaison avec d'autres résultats.

5.2.5. Evaporateur à film.

CONCLUSIONS .

BIBLIOGRAPHIE .

ANNEXES : RESULTATS NUMERIQUES.

CHAPITRE I

TRAVAUX ANTERIEURS

Il semble qu'actuellement la technique du film tombant connaisse une certaine faveur dans l'industrie. Utilisée tout d'abord dans les industries pharmaceutiques et alimentaires (concentrations de produits fragiles par évaporation en couche mince souvent sous pression réduite) son domaine d'application s'est étendu à d'autres secteurs de l'industrie.

Aux Etats-Unis les installations de désalinisation de l'eau de mer soit en vue de produire de l'eau douce soit pour l'obtention de certains sels font appel à l'évaporation dans des appareils à film tombant. La raréfaction des ressources en eau industrielle amène présentement le développement de l'emploi des échangeurs à film tombant, plus économiques en eau de refroidissement. Celle-ci n'occupe plus toute la section du tube qui lui est réservée mais coule en film mince sur la paroi d'échange. De tels équipements fonctionnent çà et là par exemple aux Houillères du Bassin de Lorraine (usine de Carling).

Malgré le nombre assez important des réalisations industrielles, les recherches dans ce domaine sont relativement rares et concernent surtout l'aspect hydrodynamique de la question.

La plupart des travaux relatifs aux échanges thermiques pour les films tombants se rapportent à la condensation d'une vapeur pure ou à la convection sur la paroi en négligeant l'évaporation du film.

Le problème complet des échanges thermiques et massiques pour un film n'a pas - à notre connaissance - été traité de manière satisfaisante.

1.1. COMPORTEMENT HYDRODYNAMIQUE DU FILM TOMBANT

La théorie simple de NUSSELT qui sera résumée plus loin suppose que la surface du film reste lisse. Or les observations sur film tombant ont montré que celui-ci était le siège de perturbations naturelles. On peut dire que pratiquement quelque soit

le débit il y a apparition de rides et de mouvements ondulatoires se propageant à la surface du film.

De plus dans le cas du film la séparation classique en écoulements laminaire, de transition et turbulent se révèle insuffisante et demande à être complétée.

1.1.1. Les perturbations interfaciales.

Lorsqu'un liquide s'écoule en film sur une surface verticale, on constate qu'au terme d'un parcours plus ou moins long il y a formation de rides et de vagues. Les conditions de l'initiation de ces perturbations ne sont pas clairement déterminées. KAMEI et OISHI (20) estiment que l'apparition des rides est dûe à "une perturbation du liquide à l'alimentation et à la résistance opposée par l'air au glissement". Mais GRIMLEY (18) a prouvé la présence de rides à tous les débits et dans toutes les conditions possibles de pression et de convection. L'influence de la perturbation à l'alimentation ne doit pas être très importante puisque REACEMAN (30) en mesurant la vitesse de transfert de masse dans une colonne à paroi mouillée n'a pas trouvé de différence notable quelque soit le type de distributeur utilisé. Ce qui semblerait indiquer que le mode d'alimentation n'amène pas de changement de la surface caractéristique du film liquide et n'a par conséquent pas d'influence sur la formation des rides et des vagues.

Il semble bien établi que le mouvement ondulatoire et les rides constituent un phénomène naturel accompagnant toujours l'écoulement en film. KAPITSA (21) a même démontré que l'écoulement en film onduleux est plus stable que l'écoulement laminaire pur. DAVIDSON et ses collaborateurs (7) considèrent cependant que les rides sont de nature instable et T. B. BENJAMIN (2) arrive à la même conclusion et affirme que le mouvement ondulatoire non amorti possède une amplitude croissante avec le nombre de Reynold Mais cela n'est pas vérifié expérimentalement.

Les déterminations expérimentales de TAILBY et PORTALSKI (35) ont permis de dégager les conclusions suivantes :

- au dessus d'un certain nombre de Reynolds critique d'initiation des vagues Re_i, des perturbations apparaissent sur tout

la surface du film à l'exception d'une portion située à la naissance du film.

- le front de formation des vagues est une ligne bien définie et sa cote au dessous du déversoir est fonction à la fois du nombre de Reynolds du liquide et de celui du gaz dans le cas d'une convection forcée. La distance non perturbée augmente sensiblement avec la viscosité du liquide mais ne croît pas proportionnellement au débit comme l'avance JACKSON (19).

- la distance sans perturbations décroît sensiblement avec le nombre de Reynolds de l'air dans le cas du co-courant comme dans celui du contre-courant.

- si on porte en coordonnées logarith miques la cote de formation des vagues en fonction du nombre de Reynolds on peut déterminer les différents régimes d'écoulement du liquide qui seront précisés plus loin.

Dans une autre publication, TAILBY et PORTALSKI (36) font connaitre leurs résultats sur la mesure de la longueur d'onde des perturbations. Les études théoriques de KAPITSA (21), de BENJAMIN (2) comme celles de PORTALSKI (31) conduisent toutes à la même formule :

$$l = \alpha \left(\frac{\nu \delta}{\Gamma g}\right)^{-1/2}$$

où l représente la longueur d'onde du mouvement ondulatoire, ν la viscosité cinématique, δ la tension superficielle cinématique ($\delta = \sigma/\rho$) et α un coefficient numérique qui vaut : α = 7,5 selon KAPITSA ; 8,11 selon BENJAMIN ; 7,2 d'après PORTALSKI.

Les mesures effectuées montrent un réel désaccord avec la théorie et les auteurs concluent que cette longueur d'onde dépend en outre d'une "fonction très compliquée de la hauteur de surface mouillée". De plus il a été observé que le mouvement ondulatoire n'est régulier qu'à son début près du front de formation des vagues. Cependant GRIMLEY (18) a fait des enregistrements cinématographiques de vagues se propageant régulièrement jusqu'à un nombre de Reynolds voisin de 1000.

BRAUER (5), GLASER (13) ainsi que WILKES et NEDDERMAN (38) ont constaté que les ondulations commençaient à apparaitre pour un film d'eau à un nombre de Reynolds de 16 à 24 et qu'elles devenaient rapidement irrégulières et perdaient toute apparence simple pour un nombre de Reynolds voisin de 3200, mais ne donnent pas pour des nombres de Reynolds inférieurs à cette valeur de définition d'une longueur d'onde de perturbation.

En conclusion nous pouvons dire que les perturbations observées sur les films tombants ne présentent pas un caractère de régularité suffisant pour qu'on puisse parler d'un phénomène ondulatoire. Leur action, si elle est mal définie, n'en est pas moins sensible à certains points de vue, particulièrement en ce qui concerne les échanges thermiques.

1.1.2. Régimes d'écoulement du film

Au delà du régime laminaire étudié par NUSSELT (28) le film tombant sur une surface verticale présente une série d'états d'écoulement plus ou moins perturbés. On a tout d'abord supposé que l'écoulement en film était comparable à l'écoulement plein et on a posé qu'à partir d'un certain nombre de Reynolds critique l'écoulement devenait turbulent. Par exemple :

$Re_{cr.}$ = 2100 pour COLBURN (6), $Re_{cr.}$ = 1400 pour GRIGULL (17).

En fait des analyses plus poussées ont montré que le film tombant devait passer par différents régimes de transition lorsque le nombre de Reynolds augmente.

En étudiant la formation initiale des vagues sur un film tombant, TAILBY et PORTALSKI (35) ont déterminé les régions d'écoulement de la manière suivante : en portant sur un graphique à deux échelles logarithmiques la cote de début de vagues en fonction du nombre de Reynolds on observe une série de brisures délimitant les régions d'écoulement. On trouve ainsi une zône laminaire, pseudo-laminaire, de transition, pseudo-turbulente et turbulente.

Dans son étude sur l'hydrodynamique du film, PORTALSKI (32) divise l'écoulement en régions analogues à celles citées plus haut. Mais cette fois c'est sur la courbe épaisseur du film - nombre de Reynolds que l'on relève ces indications. PORTALSKI donne :

Laminaire stable $Re_1 = Re_i$ Pseudo-laminaire Re_2 Transitoire $Re_3 = Re$ Pseudo-turbulent Re_4 Turbulent .

La première valeur de ces nombres de Reynolds de transition correspond à la valeur critique d'initiation des vagues, la troisième est celle donnée par les auteurs antérieurs.

PORTALSKI dresse le tableau suivant donnant les valeurs observées du nombre de Reynolds critique :

1934	KIRKBRIDE	2000
1934	COOPER et coll.	2100
1945-47	GRIMLEY (18)	1000
1956	BRAUER (5)	1600
1958	THOMAS-PORTALSKI	1160
1960	PORTALSKI	1150

liste à laquelle nous pouvons ajouter :

1952	GRIGULL (17)	1400
1959	BIRD et coll.	1080

Cette dernière valeur est une synthèse de divers résultats expérimentaux.

Quant au profil des vitesses il a été calculé par NUSSELT (28) dans le cas du régime laminaire où l'on trouve un profil parabolique:

$$u = \frac{\rho g}{\mu} \left(y e - \frac{y^2}{2} \right)$$

WILKES et NEDDERMAN (38) ont fait par la suite des mesures du profil des vitesses pour les films avec ou sans perturbations mais dans la région voisine du distributeur. Dans la plupart des cas le profil expérimental est presque parabolique avec des fluctuations dûes aux ondulations. On peut atténuer ces fluctuations par addition d'agents tensio-actifs qui suppriment en

grande partie les rides.

Il semble donc bien établi que l'écoulement en film tombant présente une succession de régimes mieux définis que pour l'écoulement plein et peut-être par cela même plus nombreux. La région laminaire est abrégée du fait de l'accélération gravifique du frottement interfacial et de l'apparition des perturbations. Ces dernières doivent d'ailleurs commander en grande partie les modifications de régime en créant une turbulence qui tend à égaliser les propriétés du film dans son épaisseur.

Il est certain que l'efficacité des échanges thermiques sera directement influencée par les conditions de turbulence. Le modèle tiré de la théorie de NUSSELT qui fait intervenir la seule conduction du film ne pourra donc pas suffire dans le cas d'un écoulement perturbé.

1.1.3. Epaisseur du film

L'épaisseur du film est une des grandeurs les plus caractéristiques de ce mode d'écoulement et sa connaissance permet d'atteindre d'autres grandeurs.

Le premier travail important est celui de NUSSELT (28) qui donne pour le régime laminaire l'expression :

$$e = \left(\frac{3\nu\Gamma}{\rho g}\right)^{1/3} = \left(\frac{3\nu^2}{4\rho g}\right)^{1/3} Re^{1/3}$$

avec $Re = \frac{4\Gamma}{\mu} < 1000$ d'après BRAUER (5).

Dans cette formule ν est la viscosité cinématique du liquide et Γ son débit par unité de temps et de périmètre mouillé

Les mesures de FRIEDMAN et MILLER (11) ont établi la validité de cette équation de manière indiscutable.

Pour un écoulement diphasique FALLAH et ses collaborateurs donnent :

$$e = \left[\frac{12\,\nu\,\Gamma\,(1 - u_s/2\bar{u})}{g(\rho_L - \rho_c)}\right]^{1/3}$$

où $\bar{u}$ est la vitesse moyenne, u_s celle de la surface de séparation, ρ_L la masse spécifique du liquide et ρ_c celle du fluide

interne. Si la tension interfaciale est nulle, cette formule se réduit à celle proposée par NUSSELT.

JACKSON (19) reprend cette équation dans le cas du film tombant à l'intérieur d'un tube de rayon R et obtient :

$$u_s = \frac{\rho g}{4\mu}\left[R^2 - r^2 + 2r^2 \log r/R\right]$$

$$\bar{u} = \frac{\rho g}{8\mu}\left[R^2 - 3r^2 - \frac{4r^4}{R^2 - r^2}\log r/R\right]$$

où r représente le rayon de l'interface laissé libre par le film.

$$r = R - e$$

Mais toutes ces équations supposent que l'écoulement est lisse et ne tiennent pas compte des perturbations mentionnées en 1.1.1.

BENJAMIN (2), YIH (39) et LOCK (24) ont proposé des théories qui sont en bon accord avec celle de KAPITSA (21) pour l'écoulement du film onduleux. On donne pour l'épaisseur moyenne du film perturbé c'est-à-dire pour un nombre de Reynolds supérieur au nombre de Reynolds critique d'initiation des vagues la formule :

$$a_0 = \left(\frac{2{,}4\,\nu\Gamma}{\rho g}\right)^{1/3}$$

PORTALSKI (32) a mesuré l'épaisseur d'un film tombant pour différents liquides et pour des nombres de Reynolds variant de 100 à 4000 environ. Il a comparé ses valeurs expérimentales avec les valeurs théoriques calculées d'après les travaux de NUSSELT (28), KAPITSA (21) et avec la valeur calculée par DUKLER et BERGELIN (9) d'après l'hypothèse du "profil universel des vitesses" proposée par VON KARMAN (22).

VON KARMAN - en utilisant les résultats de NIKURADSE pour les écoulements pleins - a suggéré l'existence d'un "profil universel des vitesses" en utilisant les deux paramètres u^+ et y^+ définis par

$$u^+ = \frac{u}{u^*} \qquad \text{et} \qquad y^+ = \frac{u^* \rho_L y}{\mu_L}$$

avec : $u^* = \left(\frac{\tau_w}{\rho_L}\right)^{1/2}$

u^* représente la vitesse de friction liée à la tension à la paroi τ_w .

En adaptant la représentation de VON KARMAN au cas du film on obtient pour la sous-couche laminaire :

$$u^+ = y^+ \qquad 0 < y^+ < 5$$

pour la zone de transition :

$$u^+ = -3{,}05 + 5{,}0 \operatorname{Log} y^+ \qquad 5 < y^+ < 30$$

et pour la zône turbulente :

$$u^+ = 5{,}5 + 2{,}5 \operatorname{Log} y^+ \qquad 30 < y^+ < \eta$$

où η est la valeur du paramètre universel de distance pour l'épaisseur du film e :

$$\eta = \frac{u^* \rho_L e}{\mu_L}$$

DUKLER et BERGELIN (9) ont montré que ces relations pouvaient être appliquées au cas de l'écoulement à deux phases en film. En exprimant le débit de film par unité de périmètre mouillé

$$\Gamma = \mu_L \int_0^{\eta} u^+ dy^+$$

et à partir des trois équations de vitesse précédentes, DUKLER et BERGELIN arrivent à l'expression suivante :

$$\frac{\Gamma}{\mu_L} + 64 = 3{,}0\,\eta + 2{,}5\,\eta \operatorname{Log} \eta$$

qui permet d'atteindre par voie numérique ou graphique l'épaisseur du film - η en terme de paramètre universel - à partir de la connaissance du débit .

PORTALSKI (27) réfute cette équation pour $\eta < 30$ et recalcule les équations donnant η en fonction de Γ :

$$\frac{\Gamma}{\mu_L} = \frac{\eta^2}{2} \qquad \text{pour} \quad 0 < \eta \leq 5$$

et :

$$\frac{\Gamma}{\mu_L} - 12{,}5 = 5\,\eta \operatorname{Log} \eta - 8{,}05\,\eta \qquad \text{pour} \quad 5 \leq \eta \leq 30$$

Des ses mesures et de leur comparaison avec les théories de NUSSELT, KAPITSA et VON KARMAN, PORTALSKI tire les conclusions suivantes relatives à l'épaisseur du film :

- a l'exception des manipulations effectuées avec addition d'agents tensio-actifs qui suppriment en grande partie les rides, les résultats expérimentaux sont mieux représentés par la théorie de KAPITSA que par celle de NUSSELT. Mais l'épaisseur mesurée, moyenne dans le temps, est nettement plus faible que l'épaisseur théorique calculée d'après ces auteurs.
- l'addition d'agents tensio-actifs augmente l'épaisseur du film ainsi que l'avait prévu KAPITSA.
- les théories de NUSSELT et de KAPITSA sont à peine applicables à la région de transition qui pour l'eau se termine pour un nombre de Reynolds voisin de 1160, mais la théorie de NUSSELT rend parfaitement compte de l'épaisseur du film en régime laminaire pur.
- le "profil universel des vitesses" de VON KARMAN est de loin la meilleure approximation utilisable bien qu'un écart systématique soit observé. Cet écart est dû au fait que cette théorie a été proposée pour un écoulement plein et il serait intéressant de la modifier en tenant compte des particularités de l'écoulement en film des données expérimentales actuelles.

De toutes ces études on peut dégager que si l'épaisseur du film tombant parait déterminée de manière satisfaisante par l'équation de NUSSELT pour le régime laminaire pur, il n'en va pas de même dans le cas des autres régimes plus ou moins perturbés. Une adaptation des théories proposées est susceptible de conduire à une représentation correcte des résultats.

1. 2. ECHANGES THERMIQUES

1.2.1. Travaux s'appuyant sur la théorie de NUSSELT

Toutes les études théoriques sur l'hydrodynamique du film tombant ou sur les échanges thermiques conditionnés par un film tombant se réfèrent aux travaux de NUSSELT (28, 29) publiés dès

1916. Nous allons brièvement rappeler les résultats donnés par cette théorie, qui concerne la condensation en film d'une vapeur pure saturée. (*)

Les hypothèses de départ sont les suivantes :

- La température de paroi t est constante, comme celle de l'interface t' (changement de phase)
- la chaleur échangée comprend uniquement la chaleur latente de condensation ℓ_v .
- L'écoulement du film est <u>purement laminaire</u>, les échanges thermiques se font donc uniquement par conduction moléculaire
- Le gradient de température est supposé constant dans l'épaisseur du film : $\frac{\partial^2 t}{\partial y^2} = 0$ (régime thermique établi).

Pour une surface de hauteur L sur laquelle se condense un débit W par unité de temps et de surface on détermine le coefficient de convection moyen à la paroi :

$$\bar{h} = 0{,}943 \left[\frac{\lambda^3 \rho^2 g \ell_v}{\mu L (t'-t)} \right]^{1/4}$$

où λ, ρ , μ sont respectivement la conductibilité thermique, la masse spécifique et la viscosité dynamique du film, toutes les valeurs prises à la température moyenne $t_f = \frac{1}{2}(t' - t)$.

<u>Définition du nombre de Reynolds selon NUSSELT</u>

En utilisant la notion de rayon hydraulique r_h et la définition du diamètre équivalent D_e , on peut écrire le nombre de Reynolds pour l'écoulement en film de la manière suivante :

$$Re = \frac{D_e G}{\mu}$$

avec :

$$D_e = 4 r_h = \frac{4 \text{ aire de la section droite}}{\text{périmètre mouillé}}$$

(*) Au chapitre II on pourra trouver un développement théorique parallèle à celui de NUSSELT, qui a pour objet l'étude de l'évaporation d'un film dans sa vapeur pure saturée.

Si G est le débit massique par unité de section droite,
A l'aire de section droite du film,
P le périmètre mouillé,
W le débit de condensat par unité de surface,
on a : G = W/A débit massique par unité de section droite et :

$$Re = \frac{D_e G}{\mu} = \left(\frac{4A}{P}\right)\left(\frac{W}{A}\right)\left(\frac{1}{\mu}\right) = \frac{4W}{\mu P}$$

On désigne le plus souvent le rapport W/P par Γ . D'où la forme :

$$Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$$

<u>Formule pratique du coefficient d'échange d'après NUSSELT</u>

Pour une surface d'échange S de longueur L et de périmètre mouillé P sur laquelle se condense un débit W par unité de temps et de surface, on a par définition du coefficient d'échange :

$$\bar{h} = \frac{Q}{S.\Delta t} = \frac{W\,\ell_v}{P.L.\Delta t} = \frac{\ell_v}{L}\,\frac{\Gamma}{\Delta t}$$

Q étant la quantité de chaleur échangée pour la surface S,
Δt l'écart de température (ici $\Delta t = t' - t$),
et $\Gamma = W/P$ le débit de condensat par unité de périmètre mouillé
De ces relations nous pouvons tirer :

$$\frac{\ell_v}{L.\Delta t} = \frac{\bar{h}}{\Gamma}$$

qui reporté dans l'équation de la théorie de NUSSELT donnant le coefficient moyen de convection à la paroi conduit à :

$$\bar{h}\left(\frac{\mu^2}{\lambda^3\rho^2 g}\right)^{1/3} = 1{,}47\left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{-1/3}$$

formule applicable pratiquement pour la condensation en film d'une vapeur pure saturée si l'écoulement reste laminaire.

Différents auteurs ont étendu la théorie de NUSSELT au cas de l'écoulement turbulent. Ces travaux, que nous allons résumer, comportent une bonne part d'empirisme, les auteurs cherchant surtout à obtenir une représentation valable pour les

résultats expérimentaux.

Mc ADAMS (25) a remarqué que les coefficients d'échange mesurés pour la condensation en film dans des tubes verticaux étaient plus élevés que ne le prévoit la théorie de NUSSELT, l'écart pouvant atteindre 75 %. Mc ADAMS admet que l'écoulement n'est pas purement laminaire mais devient turbulent après un certain parcours.

Sur ces observations et sur les bases de la théorie de NUSSELT, COLBURN (6) a réalisé une étude semi-empirique en tenant compte des deux régimes successifs.

En posant comme NUSSELT $Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$ il obtient :

pour $Re < 2100$ dans la partie supérieure du tube :

$$\bar{h}\left(\frac{\mu^2}{\lambda^3\rho^2 g}\right)^{1/3} = 1{,}77\left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{-0{,}324}$$

pour $Re > 2100$ dans la partie inférieure :

$$\bar{h}\left(\frac{\mu^2}{\lambda^3\rho^2 g}\right)^{1/3} = 6{,}6.10^{-3}\left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{0{,}407}$$

COLBURN détermine également la cote x à partir de laquelle l'écoulement devient turbulent, soit :

$$x = \frac{813{,}2\ \ell_v\ \mu^{5/3}}{\rho^{2/3}\lambda\ g^{1/3}(t'-t)} \quad \text{en m.}$$

GRIGULL (15, 16, 17) suppose le film formé d'une sous-couche laminaire contre la paroi recouverte d'une couche superficielle turbulente.

Pour regrouper les résultats expérimentaux connus de lui, GRIGULL propose une relation générale du type :

$Re_L = f\ (Pr,\ A)$ avec :

$$A = \frac{\lambda\rho^{2/3}g^{1/3}L(t'-t)}{1{,}082\ \mu^{5/3}\ \ell_v}$$

GRIGULL définit le nombre de Reynolds pour la longueur L Re_L de la manière suivante :

$$Re_L = \frac{\bar{u}_L e_L \rho}{\mu} = \frac{\Gamma}{\mu} \quad \text{et puisque} \quad h_L = \frac{\Gamma \ell_v}{L(t'-t)}$$

on obtient l'expression qui relie le nombre de Reynolds Re_L après un parcours L au coefficient d'échange h_L évalué pour le même parcours L :

$$Re_L = \frac{h_L (t'-t) L}{\mu \ell_v}$$

En utilisant le groupement adimensionnel A, le phénomène de condensation en régime laminaire se met sous la forme :

$$Re = cste.\ A^{3/4}$$

expression indépendante du nombre de Prandlt. Ce nombre doit également avoir une faible influence en régime turbulent puisque GRIGULL donne dans ce cas et pour un nombre de Prandlt voisin de 5 la formule :

$$Re = 0{,}74.10^{-3}\ A^{1,4}$$

BYRD, STEWARD et LIGHTFOOT (3) donnent d'après les travaux de GRIGULL les expressions :

$$(Re_L)_{turb} = 3.10^{-3} \left[\frac{\lambda \rho^{2/3} g^{1/3} (t'-t) L}{\mu^{5/3} \ell_v} \right]^{3/2}$$

$$(h_L)_{turb} = 3.10^{-3} \left[\frac{\lambda^3 \rho^2 g (t'-t) L}{\mu^3 \ell_v} \right]^{1/2}$$

Ce qui correspond à :

$$Re = cste.\ A^{3/2}$$

Mais ces auteurs utilisent comme définition du nombre de Reynolds $Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$, alors que la définition de GRIGULL répond à la formule :

$$Re = \frac{\bar{u}_L e_L \rho}{\mu} = \frac{\Gamma}{\mu}$$

L'analyse dimensionnelle ainsi que les travaux précédents de GRIGULL montrent que le nombre de Prandlt doit intervenir mais

selon cet auteur "pour la commodité du calcul et considérant la grande dispersion des résultats expérimentaux, on peut négliger l'effet du nombre de Prandlt".
Pour la même forme :

$$Re = cste.\ A^{n}$$

Mc ADAMS (25) donne pour n la valeur 1,67, KRAUSSOLD (23) et BOEHM (4) n = 1,33.

Nombre de Reynolds critique

Nous avons vu dans la partie de cette étude consacrée à l'hydrodynamique du film tombant que les auteurs font état de nombres de Reynolds de transition entre les différents régimes d'écoulement distingués.

Dans leurs travaux GRIGULL comme COLBURN déterminent un seul nombre de Reynolds de transition qu'ils appellent nombre de Reynolds critique. COLBURN utilise la valeur classique : $\frac{4\Gamma}{\mu}$ = 2100 qui marque la fin du régime laminaire. GRIGULL lui, place la valeur critique de $\frac{4\Gamma}{\mu}$ entre 1200 et 1600. Il cite divers expérimentateurs qui ont déterminé des seuils variant de 2100 à 1000 et même 400.

Par la suite GRIGULL adoptera la valeur $\frac{4\Gamma}{\mu}$ = 1400 et les formules données plus haut pour le coefficient d'échange moyen en régime turbulent sont calculées numériquement à partir de cette valeur.

La valeur de ce nombre de Reynolds critique selon ces deux auteurs correspond au seuil qui existe entre les domaines transitoire et pseudo-turbulent définis par PORTALSKI (32). Il est possible que le désaccord existant entre les valeurs observées de ce nombre de Reynolds critique tienne à ce que ces valeurs ne se rapportent peut être pas toutes à un seul et même nombre de Reynolds de transition. Les conditions expérimentales et les particularités des appareillages pourraient masquer certaines transitions et favoriser l'apparition d'autres.

1.2.2. Autres travaux se rapportant aux échanges thermiques

Le problème de la transmission de la chaleur dans le cas d'un film tombant s'assortit dans toutes les publications de conditions restrictives. Le plus souvent on néglige l'évaporation ou on limite l'étude à un domaine d'écoulement restreint.

MODINE, PARRISH et TOOR (27) n'ont pas quant à eux négligé cette évaporation. Mais leur étude mathématique propose une solution pour un écoulement laminaire en film tombant le long d'une paroi adiabatique, ce qui en limite la portée. Le coefficient local de transfert de chaleur dans le liquide décroît d'une valeur théorique infinie au point de départ pour se stabiliser à une valeur constante à grande distance. Ce coefficient dépend surtout des conditions à l'interface liquide-gaz : évaporation et convection.

Considérant le domaine d'écoulement laminaire mais cette fois avec un gradient de température à la paroi, PUREL (33) a traité le problème du transfert de chaleur par une méthode d'analyse numérique originale dans le cas d'une convection forcée d'air à co-courant. Pour un débit de film donné l'intensité des échanges n'augmente que faiblement avec la vitesse de l'air. Et ceci est d'autant plus vrai que le débit de film est plus élevé.

Dans toutes les autres études l'évaporation est considérée comme négligeable.

Mc ADAMS (25) démontre que le coefficient d'échange pour un débit de liquide donné est plus élevé dans le cas d'un écoulement en film que dans le cas d'un écoulement plein.

Le nombre de Reynolds pour l'écoulement en film est défini par :

$$Re = \frac{D_e \bar{u} \rho}{\mu} = \frac{4 r_h \bar{u} \rho}{\mu} = \frac{4 \Gamma}{\mu}$$

où r_h est le rayon hydraulique et D_e le diamètre équivalent :

$$r_h = \frac{S}{P} = \frac{\pi (D-e) e}{\pi D}$$

S est la section droite occupée par le film d'épaisseur,
P est le périmètre mouillé c'est-à-dire ici la circonférence du tube πD.

Pour l'écoulement plein on a :

$$Re = \frac{D \bar{u} \rho}{\mu}$$

L'équation générale proposée pour le coefficient d'échange en régime turbulent est de la forme :

$$Nu = \frac{h D}{\lambda} = \alpha \, Re^{0.8} \, Pr^{0.4}$$

h est donc inversement proportionnel à D ou à D_e dans le cas d'un écoulement en film, et les propriétés physiques restant les mêmes :

$$\frac{h_{(film)}}{h_{(écoul^t\ plein)}} = \frac{D}{D_e} = \frac{D^2}{2e(D-e)} \neq \frac{D}{4e} \qquad \text{si } e \ll D$$

On voit que l'on obtient le coefficient d'échange le plus élevé dans le cas du film.

BAYS et ses collaborateurs (1, 26) ont étudié les échanges thermiques intéressant un tube vertical chauffé recouvert intérieurement par un film tombant d'eau. Leurs résultats sont représentés à $\pm$ 18 % par la formule :

$$h = 513 \, \Gamma^{1/3}$$

D'une manière indépendante et pour un film d'eau entièrement turbulent GARWIN et KELLY (12) arrivent à une formule analogue :

$$h = 426 \, \Gamma^{1/3}$$

Dans ces deux relations on exprime le coefficient d'échange en Kcal/h.m^2.°C et Γ en Kg/h.m.

La formule de BAYS est valable pour l'eau seulement, DREW (8) proposant un peu plus tard la relation suivante pour les autres liquides :

$$\frac{h}{\varphi} = \frac{h}{(\lambda^2 \rho^2 g / \mu^2)^{1/3}} = 0{,}01 \left(\frac{c\mu}{\lambda}\right)^{1/3} \left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{1/3}$$

les symboles ayant leur signification habituelle.

SEXAUER (34) obtient pour un film d'eau ruisselant sur un tube de laiton ou d'acier :

$Nu_L = 189 \quad Re^{0,5} \quad Pr^{0,15} \quad (L/L_o)^{0,935}$ pour le laiton

$Nu_L = 137 \quad Re^{0,5} \quad Pr^{0,15} \quad (L/L_o)^{0,935}$ pour l'acier

avec les conventions suivantes :

$Nu_L = \frac{h_L L}{\lambda}$ est le nombre de Nusselt relatif à toute la surface d'échange de hauteur L et au coefficient d'échange moyen h_L .

L_o est une longueur de référence introduite pour obtenir un groupement sans dimension L/L_o .

Pour un domaine limité de température SEXAUER groupe ces deux relations en une seule :

$$h = \alpha \frac{\Gamma^{0,5}}{L^{0,065}} (1 + \beta \bar{t})$$

où $\bar{t} = \frac{t_f + t_p}{2}$ est la moyenne des températures du film et de la paroi.

α et β deux constantes valant pour l'eau dans le domaine $0°C \leq \bar{t} \leq 40°C$.

$\beta = 0{,}01442 \ (°C)^{-1}$

$\alpha = 3160$ Kcal. $s^{0,5} / m^{1,435}$.h.°C pour le laiton

$\alpha = 2300$ " " pour l'acier

La dimension bizarre du coefficient α vient du fait que Γ est exprimé en Kg/s.m et h en Kcal/h.m^2.°C, et surtout de la puissance 0,065 qui affecte L.

Il semble bien que SEXAUER fasse entrer dans ces constantes les valeurs des conductibilités thermiques des métaux constituant sa paroi d'échange et le coefficient d'échange ainsi calculé comprend le coefficient d'échange au travers de la paroi.

En étudiant cette fois le cas d'un réfrigérant à

ruissellement, NUSSELT (29) donne pour expression du coefficient d'échange moyen - pour un écoulement laminaire, une température de paroi constante et des échanges thermiques entre les deux phases négligeables - la formule :

$$\bar{h} = \frac{\Gamma c}{L} \operatorname{Log} \frac{1}{1 - \varphi(s)}$$

L représente la hauteur de la surface d'échange et $\varphi(s)$ une fonction d'une grandeur sans dimension s :

$$s = \frac{\lambda \mu L}{c g \rho^2 e^4}$$

où e est l'épaisseur du film laminaire.

NUSSELT calcule $\varphi(s)$ et pour $s > 0,05$ (cas pratique) il propose la relation simplifiée :

$$\bar{h} = \frac{\Gamma c}{L} (0,0942 + 5,65 s)$$

En posant comme GRIGULL pour la définition du nombre de Reynolds la formule :

$$Re = \frac{\bar{u} e \rho}{\mu} = \frac{\Gamma}{\mu}$$

ce qui donne pour l'épaisseur du film l'expression :

$$e = \left(\frac{3 \nu^2 Re}{g} \right)^{1/3}$$

GLASER (13) arrive à la formule :

$$\bar{h} = 0,0942 \frac{c\mu}{L} Re + 5,65 \frac{\lambda g^{1/3}}{3^{3/4} \nu^{2/3} Re^{1/3}}$$

D'après les travaux de WILKE (37) qui a mesuré les coefficients locaux d'échange le long du film s'écoulant sur la surface extérieure d'un tube vertical, GLASER conclut que le premier terme .

$$0,0942 \frac{c\mu}{L} Re$$

est un terme d'établissement thermique qui n'intervient que pour des valeurs de L très faibles et pour un écoulement suffisamment long; le second terme devient prépondérant et l'on a :

$$h \# \quad 5,65 \frac{\lambda\, g^{1/3}}{3^{3/4}\, \nu^{2/3}\, Re^{1/3}}$$

Le coefficient d'échange est donc proportionnel au nombre de Reynolds à la puissance 1/3 ce que confirment les valeurs expérimentales de WILKE dans le domaine où la valeur de $\frac{\Gamma}{\mu}$ reste inférieure à 150 dans le cas de l'eau. Cette zône couvre les deux régions laminaire et pseudo-laminaire de PORTALSKI (32) et une partie de la région de transition définie par cet auteur.

Dans son étude WILKE a noté sur la courbe h = f (Re) des cassures pour les valeurs de $\frac{\Gamma}{\mu}$ égales à 150, 400 et 800. La valeur $\frac{\Gamma}{\mu}$ = 400 correspond au nombre de Reynolds critique de BRAUER (5) à partir de laquelle il considère que l'écoulement devient turbulent. On note un écart à la théorie de NUSSELT ($h \div Re^{-1/3}$) à partir de $\frac{\Gamma}{\mu}$ = 150 ce qui est expliquable par une modification dans le mécanisme des échanges du fait de "l'intallation" de la turbulence dûe aux ondulations.

Au dessus de $\frac{\Gamma}{\mu}$ = 800 FEIND (10) a montré que l'épaisseur du film n'est plus donnée par la relation de NUSSELT mais que cette épaisseur augmente plus vite en fonction du nombre de Reynolds ($e \div Re^{8/15}$) que ne le prévoit NUSSELT ($e \div Re^{1/3}$).

De fait pour la région où $\frac{\Gamma}{\mu} > 800$, WILKE note une diminution de pente de la courbe h = f (Re). Il est donc notable que la turbulence ne vient pas exactement compenser la résistance opposée aux échanges thermiques par l'augmentation de l'épaisseur du film.

GLASER et WILKE proposent une représentation des résultats à l'aide de groupements adimensionnels.

Pour la zône laminaire pure où l'on avait :

$$\overline{h} = 0,0942 \frac{\mu c}{L} Re + 5,65 \frac{\lambda\, g^{1/3}}{3^{3/4}\, \nu^{2/3}\, Re^{1/3}}$$

avec $\overline{Nu} = \frac{\overline{h}\, e}{\lambda}$ et $e = \left(\frac{3 \nu^2 Re}{g}\right)^{1/3}$

on obtient :

$$\overline{Nu} = 0{,}0942 \; Re \; Pr \; \frac{\ell}{L} + 1{,}88$$

On voit que le nombre de Prandlt a une influence uniquement pour L très faible et que pour l'écoulement laminaire pur établi $\overline{Nu} = 1{,}88$. En fait WILKE en tenant compte des échanges thermiques intervenant à la surface du film ruissellant trouve :

$$\overline{Nu} = 1{,}60 \quad \text{pour l'eau.}$$

Au delà du régime laminaire pur GLASER et WILKE adoptent la relation générale suivante :

$$\overline{Nu} = CSTE. \; Re^{m} \; Pr^{n}$$

Les valeurs des constantes m et n sont données en fonction du nombre de Reynolds par le tableau :

$Re = \frac{\Gamma}{\mu}$	cste.	m	n
150-400	0,0614	8/15	0,344
400-800	0,00112	6/5	0,344
800 et +	0,0066	14/15	0,344

Cette série de relations permet de représenter leurs résultats expérimentaux à 3 % près.

Le mécanisme des échanges thermiques peut, d'après GLASER se décrire de la manière suivante :

En dessous du nombre de Reynolds critique ($\frac{4\Gamma}{\mu} = 1600$) qui marque le début de la turbulence, la théorie de NUSSELT doit être applicable ; cela signifie que les échanges ont lieu essentiellement par conduction moléculaire. La densité du flux calorifique perpendiculairement à la paroi est une expression de la forme :

$$q = - \lambda \left(\frac{dt}{dy} \right)$$

En fait à partir de la valeur $\frac{4\Gamma}{\mu} = 600$, on note une amélioration des échanges thermiques qui ne peut être dûe qu'à l'effet des ondulations. Ces dernières doivent provoquer un mélangeage favorable à la transmission de la chaleur. WILKE a mis en évidence, par des mesures très fines de la répartition des vitesses et des températures dans le film, que la partie extérieure du

film transporte relativement peu de liquide et possède une température à peu près constante ce qui implique un mélangeage dû aux perturbations.
La densité du flux de chaleur est augmentée de ce fait d'une quantité que l'on peut écrire :

$$q_m = - c M \left(\frac{dt}{dy}\right)$$

c étant la chaleur spécifique du liquide, $\frac{dt}{dy}$ le gradient de température dans le film normalement à la paroi et M un coefficient de diffusion massique dans la direction du gradient. Si q_m s'exprime en Kcal/h.m^2, M sera en Kg/h.m.

La densité de flux calorifique dans le cas d'un écoulement avec mélangeage q_p s'écrira alors :

$$q_p = q + q_m = - \lambda \left(1 + \frac{c M}{\lambda}\right)\left(\frac{dt}{dy}\right)$$

Le coefficient M part de zéro à la paroi croît d'abord lentement en fonction de l'éloignement à la paroi puis à partir d'une certaine distance augmente brutalement et atteint des valeurs très élevées de sorte qu'à ce moment la quantité de chaleur transmise par conduction devient petite devant celle transportée par convection.

Puis au dessus de la valeur $\frac{4\Gamma}{\mu}$ = 3200, on note une atténuation de l'efficacité des échanges thermiques qui est dûe à l'augmentation plus rapide de l'épaisseur du film en fonction du nombre de Reynolds ainsi que l'a montré FEIND (10).

Sur la représentation graphique existant dans la publication de GLASER (13) on peut distinguer les trois régions d'échanges thermiques sur la courbe donnant en échelles logarithmiques Nu/ $Pr^{0,344}$ en fonction du nombre de Reynolds.

1. 3. CONCLUSION

De cette analyse des principaux travaux publiés sur les échanges thermiques ayant pour siège un film tombant nous pouvons maintenant tirer quelques conclusions.

Tout d'abord il apparait que, mise à part la question de la description quantitative des perturbations observées, l'hydrodynamique d'un film tombant sur une surface verticale est correctement élucidée. Ce mode d'écoulement met particulièrement en évidence la zone de transition entre le régime laminaire et le régime turbulent.

Quant aux modalités des échanges thermiques dans le cas du film, elles n'ont été traitées que partiellement, la plupart des études se limitant au cas de l'écoulement laminaire. D'autre part, rares sont les auteurs qui ont tenu compte de l'évaporation sinon avec de sérieuses conditions restrictives (27) (33) ou bien encore ne faisant intervenir l'évaporation que pour justifier d'écarts à des théories proposées (13).
Les échanges thermiques et massiques dans un film tombant apparaissent comme extrêmement complexes aussi est-il naturel de trouver de nombreuses formules plus ou moins approchées sinon empiriques pour les d'écrire.

En ce qui nous concerne, nous avons tenté d'aborder par voie expérimentale le problème de l'influence de l'évaporation du film sur l'échange thermique à la paroi solide. C'est ce travail qui va être présenté dans les pages suivantes.

CHAPITRE II

ANALYSE SIMPLIFIEE DU TRANSFERT THERMIQUE ET ANALYSE DIMENSIONNELLE

2. 1. EVAPORATION D'UN FILM DANS SA VAPEUR PURE

Dans le chapitre réservé à l'analyse des travaux antérieurs nous avons mentionné les importantes études de NUSSELT (28,29) relatives à la condensation en film pour un régime d'écoulement laminaire.

Nous avons développé ci-après un calcul s'inspirant de la théorie de NUSSELT avec des hypothèses adapté au cas particulier de l'évaporation d'un film dans sa vapeur pure.

On forme sur une paroi chauffée à une température t un film liquide dont le débit à l'entrée est Γ exprimé en unité de masse par unité de temps et de périmètre mouillé.

Le film s'évapore et on suppose que la chaleur échangée comprend uniquement la chaleur latente de vaporisation ℓ_v . La température à l'interface t' est constante et déterminée par l'équilibre liquide-vapeur. Les caractéristiques physiques du film sont prises à cette température. Si donc on suppose qu'il s'évapore en régime établi une masse w de film par unité de temps et de surface, la quantité de chaleur échangée sera :

$$Q = w\,\ell_v\,A$$ A étant l'aire d'échange.

L'écoulement du film est <u>purement laminaire</u>. Les échanges thermiques se font donc uniquement par conduction moléculaire, ce qui s'écrit :

$$Q = \frac{\lambda (t - t') A}{e}$$

en admettant un gradient de température constant dans le film. Dans cette expression λ est la conductibilité thermique et e l'épaisseur du film.

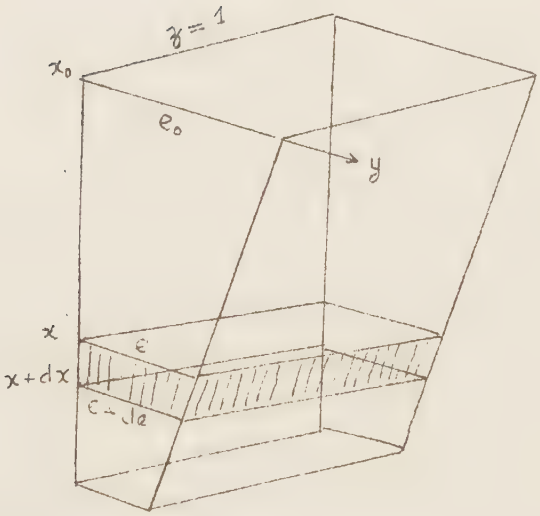
En régime établi le flux de chaleur traversant le film peut donc s'écrire :

$$\frac{Q}{A} = w\,\ell_v = \frac{\lambda\,(t-t')}{e} = h\,(t-t') \qquad (1)$$

h est le coefficient d'échange thermique local lié à la conductibilité thermique λ par : $h = \frac{\lambda}{e}$

La vitesse d'évaporation est tirée de (1) :

$$w = \frac{h\,(t-t')}{\ell_v} = \frac{\lambda\,(t-t')}{\ell_v\,e} \qquad (2)$$



Un calcul classique conduit pour la vitesse d'écoulement du fluide dans une section de cote x à la formule :

$$u = \frac{\rho g}{\mu}\left(ye - \frac{y^2}{2}\right) \qquad (3)$$

en posant u = 0 pour y = 0 (vitesse nulle à la paroi)

étant l'épaisseur du film à la cote x. La vitesse moyenne à ce niveau s'obtient par

$$\bar{u} = \frac{1}{e}\int_0^e u\,dy = \frac{\rho g}{3\mu}\,e^2 \qquad (3')$$

Au niveau x et pour un film de largeur unitaire (z = 1) le débit massique s'écrit :

$$e\bar{u}\rho = \frac{\rho^2 g}{3\mu}\,e^3 \qquad (4)$$

Entre les niveaux x et x + dx le débit a diminué de la quantité de film qui s'est évaporée :

$$\frac{d}{de}(e\bar{u}\rho) = \frac{\rho^2 g}{3\mu}\,e^2 = -\,w\,\frac{dx}{de} \qquad (5)$$

soit :

$$d(e\bar{u}\rho) = -w\,dx \qquad (5')$$

En reportant la valeur w des équations (2) dans (5') on obtient :

$$d(e\bar{u}\rho) = \frac{\rho^2 g}{3\mu} e^2 de = -\frac{\lambda(t-t')}{\ell_v\, e} dx \qquad (6)$$

Cette expression conduit à :

$$(t-t')\,dx = -\frac{\rho^2 g \ell_v}{\lambda\mu} e^3 de \qquad (6')$$

qui s'intègre en :

$$(t-t')(x-x_0) = -\frac{\rho^2 g \ell_v}{\lambda\mu}\left(\frac{e^4}{4} - \frac{e_0^4}{4}\right) \qquad (7)$$

Puisque nous avons admis l'écoulement établi, nous étudions les échanges thermiques à partir de x_0 qui est la cote d'établissement du régime des échanges.

Dans les calculs exposés par NUSSELT pour la condensation en film la condition initiale (épaisseur du film pour $x = x_0$) est nulle. Nous avons ici une épaisseur non nulle e_0 pour x_0 . Cette valeur nous est donnée par la formule :

$$e_0 = \left(\frac{3\nu\Gamma}{\rho g}\right)^{1/3} \qquad (8)$$

proposée par NUSSELT - et valable seulement en régime établi - où Γ est le débit massique par unité de périmètre mouillé.

L'équation (7) donne la valeur de :

$$e^4 = e_0^4 - \frac{4\lambda\mu(t-t')(x-x_0)}{\rho^2 g \ell_v} \qquad (7')$$

qui dans l'expression $h = \frac{\lambda}{e}$ tiré de (1) conduit à :

$$h^4 = \frac{\lambda^4}{e^4} = \frac{\lambda^4}{e_0^4 - \frac{4\lambda\mu(t-t')(x-x_0)}{\rho^2 g \ell_v}} \qquad (9)$$

La quantité de chaleur transmise à travers le film de x_0 à $x_0 + L$ est égale à :

$$Q_L = \int_{x_0}^{x_0+L} h(t-t')dx = \lambda(t-t')\int_{x_0}^{x_0+L} \frac{dx}{\left[e_0^4 - \frac{4\lambda\mu(t-t')(x-x_0)}{\rho^2 g \ell_v}\right]^{1/4}} \qquad (10)$$

L'intégration de cette expression donne :

$$Q_L = \frac{\rho^2 g \ell_v}{3\mu}\left\{e_0^3 - \left[e_0^4 - \frac{4\lambda\mu(t-t')L}{\rho^2 g \ell_v}\right]^{3/4}\right\} \qquad (11)$$

La valeur moyenne du coefficient d'échange pour la longueur L est définie par :

$$h_L = \frac{Q_L}{(t-t')L} \qquad (12)$$

En introduisant la valeur trouvée pour Q_L (11) et la valeur de e_0 (8) on arrive à :

$$h_L = \frac{\ell_v \Gamma}{(t-t')L} - \left\{\left[\frac{\ell_v \Gamma}{(t-t')L}\right]^{4/3} - \frac{4}{3^{4/3}}\left[\frac{\lambda^3 \rho^2 g \ell_v}{\mu L (t-t')}\right]^{1/3}\right\}^{3/4} \qquad (13)$$

Le second terme dans l'accolade est semblable à celui que donne la théorie de NUSSELT pour la condensation :

$$h_L = \frac{4^{3/4}}{3}\left[\frac{\lambda^3 \rho^2 g \ell_v}{\mu L (t'-t)}\right]^{1/4}$$

2.1.1. Formule pratique du coefficient d'échange

Nous pouvons reprendre la forme du coefficient d'échange moyen de la façon suivante :

$$h_L = \frac{\ell_v \Gamma}{(t-t')L}\left\{1 - \left[1 - \frac{4}{3^{4/3}}\left(\frac{\lambda^3 \rho^2 g}{\mu}\right)^{1/3}\frac{(t-t')L}{\ell_v \Gamma^{4/3}}\right]^{3/4}\right\} \qquad (14)$$

Si nous appelons w la quantité de film évaporée par unité de temps et de surface et $\varepsilon\Gamma'$ la fraction du débit de film évaporé en unité de masse par unité de temps et de périmètre mouillé, pour une surface d'échange de longueur L, on aura :

$$w = \frac{\varepsilon \Gamma'}{L} \qquad (15)$$

La quantité de chaleur échangée est égale à :

$Q = w.\ell_v$ pour une surface unitaire

La coefficient d'échange peut s'écrire .

$$h = \frac{w\,\ell_v}{(t-t')} = \frac{\varepsilon\Gamma}{L}\,\frac{\ell_v}{(t-t')} = h_L \qquad (16)$$

De cette dernière relation nous pouvons tirer :

$$\frac{\ell_v}{L(t-t')} = \frac{h_L}{\varepsilon\Gamma} \qquad (17)$$

qui reporté dans l'expression (14) conduit à :

$$h_L\left(\frac{\mu^2}{\lambda^3\rho^2 g}\right)^{1/3} = 1{,}4675\ Re^{-1/3}\left[\frac{\varepsilon}{1-(1-\varepsilon)^{4/3}}\right] \qquad (18)$$

Cette forme est sembleble à celle proposée dans la théorie de NUSSELT. Pour la condensation en film laminaire on donne en effet :

$$h_L\left(\frac{\mu^2}{\lambda^3\rho^2 g}\right)^{1/3} = 1{,}47\ Re^{-1/3}$$

Dans la relation (18) nous avons posé $Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$. Cette définition est celle adoptée par NUSSELT (28).

2.1.2. Cas où l'évaporation peut être considérée comme très faible

Les calculs que nous venons de développer supposent que le régime est peu perturbé par l'évaporation et qu'en particulier la formule de la vitesse (3) reste valable. On doit donc avoir :

$$e = e_0 - \delta$$

δ étant petit devant e_0 .

Cela revient à dire que dans l'expression (14) le second terme du crochet élevé à la puissance 3/4 est petit devant 1. On peut donc faire un développement limité au premier terme de ce crochet.

On arrive à :

$$h_L \simeq \frac{1}{3^{1/3}}\left(\frac{\lambda^3\rho^2 g}{\mu\Gamma}\right)^{1/3} = 1{,}10\left(\frac{\lambda^3\rho^2 g}{\mu^2}\right)^{1/3}\left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{-1/3}$$

expression qui peut encore s'ecrire :

$$h_L \left(\frac{\mu^2}{\lambda^3 \rho^2 g}\right)^{1/3} \simeq 1{,}10 \left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{-1/3}$$

Nous retrouvons la même forme en faisant tendre ε vers zéro dans l'équation (18), puisque :

$$\left[\frac{\varepsilon}{1-(1-\varepsilon)^{4/3}}\right]_{\varepsilon \to 0} \longrightarrow \frac{3}{4}$$

ce qui donne pour le coefficient d'échange, déduit de (18)

$$h_L \left(\frac{\mu^2}{\lambda^3 \rho^2 g}\right)^{1/3} \simeq 1{,}4675 \left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{-1/3} \cdot \frac{3}{4} = 1{,}10 \left(\frac{4\Gamma}{\mu}\right)^{-1/3}$$

Si on compare cette dernière forme avec celle donnée pour la condensation en film, on constate qu'elles ne diffèrent que par la constante numérique : 1,10 au lieu de 1,47. Les coefficients d'échange obtenus pour la condensation en film sont donc de 1/3 supérieurs à ceux obtenus pour l'évaporation d'un film dans les mêmes conditions.

2. 2. REPRESENTATION DES RESULTATS A L'AIDE DES GROUPEMENTS SANS DIMENSION

Nos expériences nous ont permis de déterminer le coefficient d'échange qui existe entre la paroi chauffée et le film. Dans le but de discuter ces résultats nous devons rechercher la loi physique qui lie les différentes grandeurs physiques intervenant dans notre problème.

La méthode la plus rationnelle et la plus simple est l'utilisation de l'analyse dimensionnelle (14). Grâce à elle nous pouvons recenser les différents groupements sans dimension qui entrent dans la forme adimensionnelle de la loi physique cherchée. Mais l'analyse dimensionnelle ne permet pas de préciser la forme de cette loi et il nous faudra alors faire des hypothèses sur celle-ci.

2.2.1. Relevé des grandeurs intervenant dans le phénomène

Grandeurs géométriques

D = diamètre du tube

L = longueur du tube

Grandeurs relatives aux fluides

Γ = débit de liquide en unité de masse par unité de périmètre mouillé et de temps (grandeur dérivée de G débit massique).

ρ = masse spécifique (liquide ou gaz)

μ = viscosité dynamique (liquide ou gaz)

c = chaleur spécifique (liquide ou gaz)

λ = conductibilité thermique (liquide ou gaz)

ℓ_v = chaleur latente de vaporisation du liquide

u_a = vitesse du gaz dans l'échangeur.

Grandeurs relatives à l'échange thermique

$\Delta\theta$ = écart logarithmique de température entre paroi et film

h = coefficient d'échange entre paroi et film

2.2.2. Réduction de l'équation du phénomène

Supposons l'équation de la loi physique connue sous la forme :

$$\psi\left(D, L, \Gamma, \rho, \mu, c, \lambda, \ell_v, u_a, \Delta\theta, h\right) = 0$$

Le théorème de VASCHY-BUCKINGHAM nous apprend que la relation qui existe entre ces n grandeurs peut être mise sous la forme d'une relation entre (n-p) groupements adimensionnels, p étant le nombre maximum de grandeurs dimensionnellement indépendantes. En plus des trois grandeurs fondamentales de longueur L, de masse M et de temps T, il faut introduire ici la quantité de chaleur Q et la température θ.

On forme avec les grandeurs physiques de l'équation $\psi = 0$ un tableau dimensionnel à 5 lignes par rapport aux grandeurs L, M, T, Q, θ. Pour que l'on puisse exprimer les grandeurs de l'équation $\psi = 0$ en fonction de 5 d'entre elles prises en référence il faut que le déterminant dimensionnel de ces 5 grandeurs de

référence soit différent de zéro.

	L	λ	μ	ρ	$\Delta\theta$	c	h	ℓ_v	Γ	D	u_a
L	1	-1	-1	-3	0	0	-2	0	-1	1	1
M	0	0	1	1	0	-1	0	-1	1	0	0
T	0	-1	-1	0	0	0	-1	0	-1	0	-1
Q	0	1	0	0	0	1	1	1	0	0	0
θ	0	-1	0	0	1	-1	-1	0	0	0	0
	α	β	γ	δ	ε						

On vérifie que le déterminant des $L, \lambda, \mu, \rho, \Delta\theta$ n'est pas nul. On peut donc calculer les groupements sans dimension relatifs aux grandeurs c, h, ℓ_v, Γ, D, u_a. Deux de ces groupements Π sont évidents $\Pi_\Gamma = \frac{\Gamma}{\mu}$ et $\Pi_D = \frac{D}{L}$.

Explicitons le calcul de Π_{ℓ_v} :

$$\begin{cases} \alpha - \beta - \gamma - 3\delta = 0 \\ \gamma + \delta = +1 \\ -\beta - \gamma = 0 \\ \beta = -1 \\ -\beta + \varepsilon = 0 \end{cases} \qquad \begin{cases} \alpha = 0 \\ \beta = -1 \\ \gamma = 1 \\ \delta = 0 \\ \varepsilon = -1 \end{cases} \qquad \text{soit: } \Pi_{\ell_v} = \frac{\ell_v \mu}{\lambda \Delta\theta}$$

On trouve ainsi les groupements classiques :

$$\Pi_h = \frac{hL}{\lambda}, \quad \Pi_c = \frac{c\mu}{\lambda}, \quad \Pi_\Gamma = \frac{\Gamma}{\mu}, \quad \Pi_D = \frac{D}{L}, \quad \Pi_{u_a} = \frac{u_a L \rho}{\mu}$$

parmi lesquels on reconnait

$\Pi_h = Nu_L$ (nombre de Nusselt) $\qquad \Pi_c = Pr$ (nombre de Prandl

et si on remplace L par D dans l'expression de Π_{u_a} on arrive à :

$$\Pi_{u_a} = \frac{u_a D \rho}{\mu} = Re_a \text{ (nombre de Reynolds)}$$

Quant à Π_Γ au coefficient 4 près il est égal à Re pour le liquide.

La relation $\psi = 0$ est donc transformée en :

$$\varphi(Nu_L, Re, Pr, \Pi_{\ell_v}, \Pi_D, Re_a) = 0$$

Dans le cas de la convection naturelle le nombre de Reynolds du gaz est remplacé par le nombre de Grashof $Gr = \frac{g\beta\Delta\theta D^3}{\nu^2}$

Ce groupement permet d'introduire les deux paramètres actifs

reconnus dans les phénomènes faisant intervenir la convection naturelle : g l'accélération de la pesanteur et β le coefficient de dilatation cubique des gaz. $\Delta\theta'$ est la différence de température entre la paroi chauffée et le gaz en convection.
Nous devons maintenant formuler la loi physique qui lie les groupes sans dimension trouvés. Suivant le principe de la "loi-limite" énoncé par Esnault-Pelterie, nous avons posé que la relation $\varphi = 0$ pouvait se mettre sous les formes :

$$Nu_L = A\ Re^{x}\ Pr^{y}\ \Pi_{\ell_v}^{z}\ \Pi_D^{t}\ Re_a^{u}$$

ou : $$Nu_L = A'\ Re^{x'}\ Pr^{y'}\ \Pi_{\ell_v}^{z'}\ \Pi_D^{t'}\ Gr^{u'}$$

dans le cas de la convection naturelle de l'air pour lesquelles A et A' sont des constantes numériques.

2. 3. UTILISATION DES GROUPEMENTS ADIMENSIONNELS DANS LA THEORIE DE L'EVAPORATION D'UN FILM DANS SA VAPEUR PURE

Avant de poursuivre l'application de l'analyse dimensionnelle à nos résultats expérimentaux, nous présentons une nouvelle forme des résultats que nous avons obtenus pour la théorie de l'évaporation d'un film dans sa vapeur pure.

Si nous introduisons dans l'expression (14) les groupements sans dimensions suivants :

$$Nu_L = \frac{h_L L}{\lambda}, \quad Re = \frac{4\Gamma}{\mu}, \quad \Pi_{\ell_v} = \frac{h_v \mu}{\lambda(t-t')}, \quad \Pi_g = \frac{L^3 \rho^2 g}{\mu^2}$$

nous arrivons à la relation adimensionnelle :

$$Nu_L = 0{,}25\ Re\ \Pi_{\ell_v} \left\{ 1 - \left[1 - 5{,}87 \frac{\Pi_g^{1/3}}{Re^{4/3}\ \Pi_{\ell_v}} \right]^{3/4} \right\} \qquad (19)$$

Le groupe $\frac{L^3 \rho^2 g}{\mu^2}$ appelé Π_g a été reconnu sans dimension. Il aurait pu être déterminé dans l'analyse précédente en introduisant g dans le tableau dimensionnel des grandeurs physiques par rapport aux grandeurs fondamentales L, M, T, Q, θ.

L'introduction des nombres sans dimension dans larelation issue de la théorie de NUSSELT :

$$h_L = \frac{4^{3/4}}{3} \left[\frac{\lambda^3 \rho^2 g\, \ell_v}{\mu L (t-t)} \right]^{1/4}$$

conduirait à :

$$Nu_L = 0{,}943 \left[\Pi_\ell . \Pi_g \right]^{1/4}$$

expression semblable à celle que donnerait le second terme situé dans le crochet de la relation (19) considéré isolement.

CHAPITRE III

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE ET METHODE EXPERIMENTALE

Nous avons commencé nos manipulations sur un appareil qui présentait quelques inconvénients du fait d'un service intermittent inhérent à la recherche expérimentale. Le tube en acier qui constituait la surface d'échange subit une oxydation progressive qui mit l'appareil hors service. Néanmoins ce montage nous a permis de mettre en évidence certains phénomènes importants.

Afin de pouvoir continuer nos essais dans des conditions expérimentales mieux définies, nous avons dû nous résoudre à faire construire un nouvel appareil qui ne présenterait pas les mêmes inconvénients que le premier, en particulier au point de vue de la corrosion.

Nous allons tout d'abord décrire le second montage avec lequel nous avons effectué la majorité de nos manipulations puis nous reviendrons sur l'appreil initial.

3. 1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

L'ensemble du dispositif expérimental est représenté figure 1.

L'échangeur proprement dit A se compose d'un tube de cuivre pur, de diamètre intérieur 31 mm, de longueur utile égale à 2 mètres. Le film ruisselle le long de la paroi intérieure de ce tube qui présente une surface d'échange de 0,1948 m^2. Le tube de cuivre est enfermé dans une enceinte concentrique délimitée par un tube d'acier inoxydable NS 22 S de diamètre intérieur 70 mm. Dans l'espace annulaire circule de façon ascendante, à contre-courant du film, l'eau chaude venant du bac en tôle d'acier B et mis en mouvement par la pompe C.

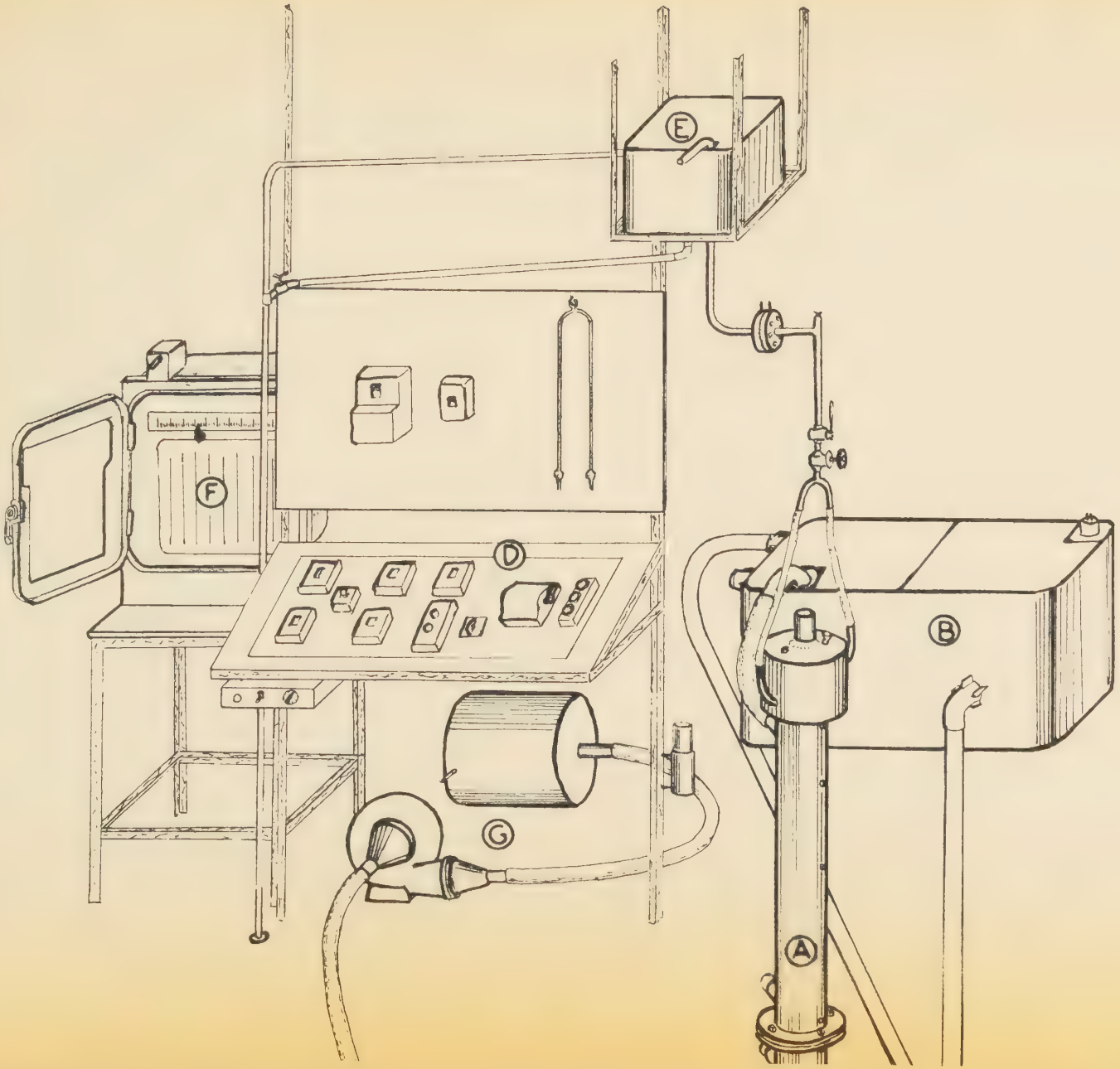
L'alimentation en film, faite à partir d'un bac à trop-plein E situé au dessus de l'installation, est réglée à l'aide d'une vanne à aiguille de précision en acier inoxydable.

Le film est produit par déversement au dessus du bord supérieur du tube intérieur de cuivre ainsi que le montre la Fig. 2 Après son parcours dans le tube, le film est guidé par un déflecteur en laiton poli qui l'empêche de couler dans l'espace axial réservé à la circulation de l'air. Il est ensuite évacué par le fond de l'enceinte cylindrique destinée à le recueillir tandis que l'air doit passer par la seconde enceinte placée inférieurement (fig. 2). Il est nécessaire de réaliser un réglage minutieux de la verticalité du tube afin d'obtenir une bonne répartition du film sur tout le périmètre.

Lors des manipulations effectuées en convection naturelle le tube échangeur est ouvert à ses deux extrémités. Pour éviter de trop perturber le film nous avons été amené à faire circuler l'air par aspiration lors de l'étude du système en convection forcée.

Des considérations qui seront développées dans le chapitre réservé aux résultats expérimentaux nous ont fait adopter en priorité la convection forcée à co-courant. L'air est donc aspiré à la base de l'échangeur A par un ventilateur G, le condenseur marqué H sur la fig. 1 étant destiné à protéger le ventilateur G d'un excès d'humidité.

Le dispositif H comprend un échangeur tubulaire et un récipient destiné à collecter l'eau condensée. L'échangeur tubulaire est constitué par un faisceau de 35 tubes de cuivre longs de 50 cm, de diamètre intérieur 10 mm, disposés suivant un réseau triangulaire, enfermé dans une enveloppe en acier inoxydable de diamètre 150 mm. Le mélange air-vapeur d'eau passe à l'intérieur des tubes (surface d'échange 0,54 m^2) tandis que l'eau de refroidissement circule à contre-courant dans l'espace-enveloppe séparé en deux paties par une chicane. L'échangeur est placé verticalement le mélange gazeux entrant par l'extrémité supérieure. L'air désséché aspiré par le ventilateur G sort par une tubulure latérale de l'extrémité inférieure. Le condensat coule par gravité dans le récipient placé en dessous de l'échangeur tubulaire. Il a été indispensable en effet de disposer de ce récipient pour recueillir le condensat à la pression d'aspiration


E
F
D
B
G
A

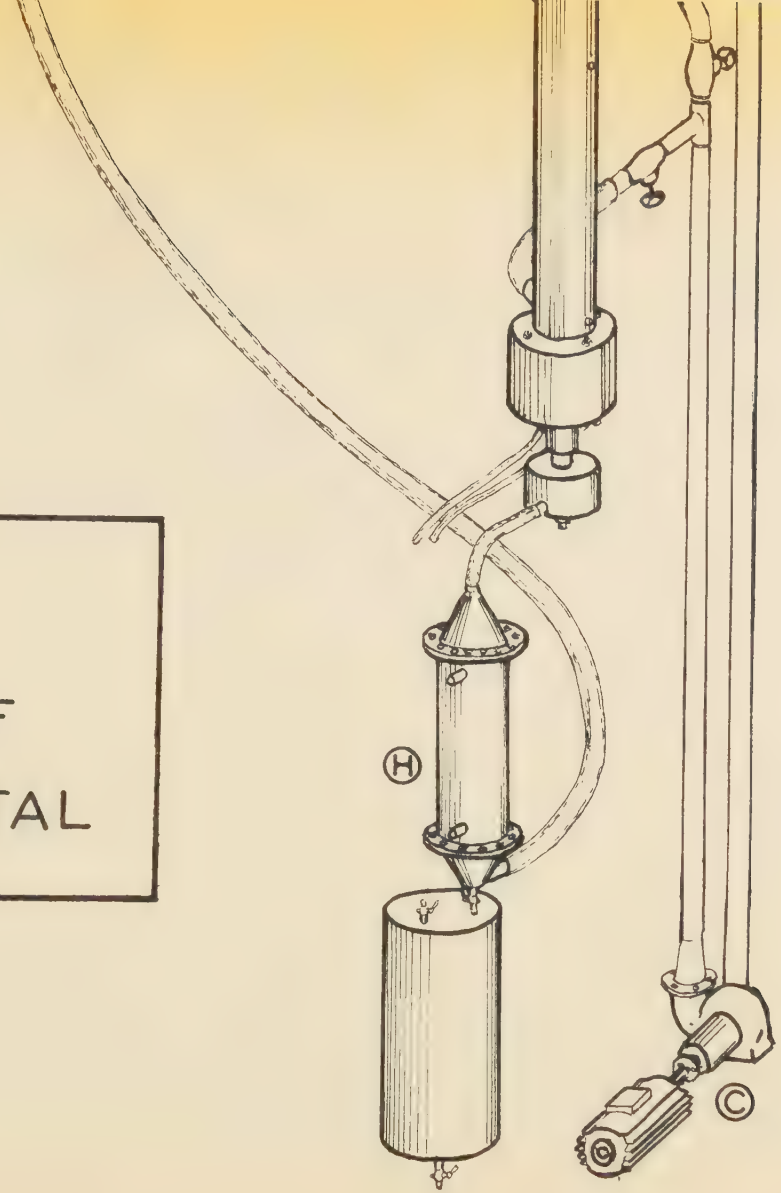
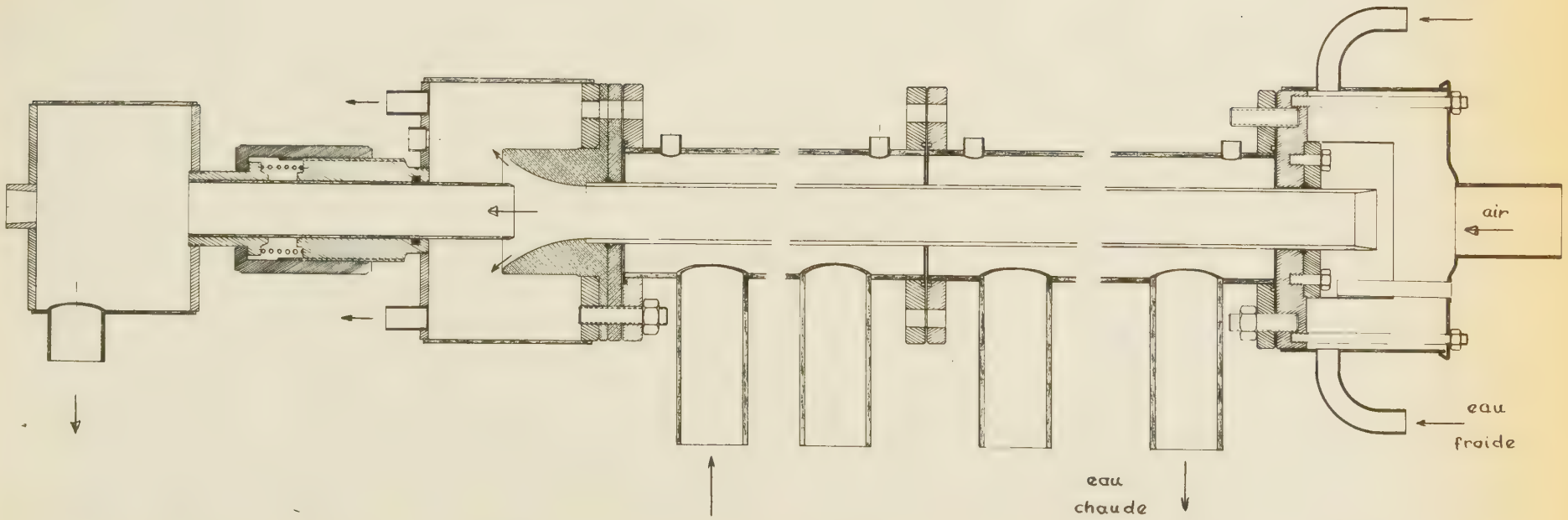


FIG. 1

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

FIG. 2
ECHANGEUR EXPERIMENTAL



car une sortie à la pression atmosphérique déterminerait une entrée d'air parasite qui fausserait la mesure de débit d'air.

Celle-ci est effectuée de la manière suivante : l'air est refoulé dans un réservoir de tranquilisation d'où il s'échappe au travers d'une tuyère. On mesure la différence de pression existant entre la pression régnant dans le réservoir et la pression atmosphérique au moyen d'un manomètre de précision de CASELLA. La tuyère a été calculée à partir des données AFNOR NF X 10-101.

Pour obtenir des débits d'air importants le ventilateur G est remplacé par un surpresseur ROOTS travaillant également à l'aspiration.

Toutes les commandes électriques sont groupées sur le pupitre D.

L'eau chaude est maintenue à une température convenable à l'aide de quatre plongeurs chauffants électriques (4 Kw + 3.3 Kw) placés dans le bac B. Un élément de 3 Kw est composé de trois résistances de un Kw et l'une d'elles, alimentée par l'intermédiaire d'un autotransformateur, permet de faire varier la puissance mise en jeu de façon continue. on peut ainsi régler de manière très satisfaisante la puissance calorifique nécessaire à l'équilibre thermique.

Sous le pupitre de commande se trouve un ensemble électronique régulateur de température. Commandé par une thermistance ce système agit par l'intermédiaire de relais en cascade sur un des éléments chauffants de 3 Kw. On peut ainsi régler la température de l'eau chaude à quelques degrés près autour d'une valeur déterminée.

Les mesures de température sont effectuées à l'aide de thermocouples. Nous avons adopté le couple Chromel(BTE) Constantan (CTE).

On compte neuf thermocouples dans notre appareillage :

- Cinq sont répartis le long de la paroi extérieure du tube de cuivre, positionnés dans des encoches et fixés par une goutte de soudure à l'étain. Ils sortent de l'échangeur au travers de bouchons de caoutchouc obturant les orifices prévus dans le tube d'acier inoxydable.

- Deux autres thermocouples donnent la température d'entrée du film T_1 dans la tête de distribution et sa température de sortie T_2 dans l'enceinte qui reçoit le film avant son évacuation.

- Un thermocouple mesure la température de sortie du mélange air vapeur d'eau dans l'enceinte d'aspiration située à la base de l'échangeur.

- Enfin un thermocouple d'exploration peut être introduit dans le tube pour mesurer la température du film. Il est fixé sur un équipage léger formé de deux croisillons de centrage portés par un axe. Lorsqu'il n'est pas utilisé de cette façon, ce thermocouple donne la température de l'air ambiant avant son passage dans l'appareil.

Tous les thermocouples possèdent une soudure froide disposée dans un même vase Dewar rempli de glace fondante et sont reliés par une ligne en cuivre à un potentiomètre enregistreur MECI à six directions.

Pour pouvoir effectuer le relevé des neuf températures nous avons installé un commutateur sans force électro-motrice de contact qui permet de commander manuellement l'enregistrement de six forces électro-motrices sur trois voies, les indications des trois thermocouples restants étant enregistrées en permanence.

Le circuit d'eau chaude est en tubes d'acier ; des raccordements souples en caoutchouc toilé sont placés à l'entrée et à la sortie de l'échangeur A pour ne pas lui transmettre les vibrations de la pompe C.

Le circuit d'air n'ayant à supporter que de faibles pressions est réalisé en tuyau de chlorure de polyvinyle souple ainsi que des canalisations annexes d'eau qui ne sont pas représentées sur la fig 1 .

L'ensemble de l'installation occupe deux niveaux, les commandes et les mesures étant toutefois centralisées à un même poste.

3. 2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL INITIAL

Dans le paragraphe préliminaire nous avons indiqué que nous avions commencé nos manipulations avec un appareil différent de celui que nous venons de décrire.

Le corps du premier échangeur se composait d'un tube central en acier étiré long de deux mètres, de diamètre intérieur 30 mm, concentrique à un autre tube en acier de 63 mm de diamètre intérieur.

Un dispositif à pointeau coiffant le sommet du tube intérieur était prevu pour aider et régler la formation du film. En fait, par le jeu des dilatations de l'appareil, il nous a été impossible de conserver ce système trop délicat et là encore nous avons dû produire le film par simple déversement au dessus du bord supérieur du tube. De plus le pointeau n'avait aucune utilité dans le cas des forts débits de film.

Le reste de l'échangeur tout entier réalisé en acier ordinaire présentait à peu près les mêmes dispositions que celui qui a été décrit plus haut et l'ensemble de l'installation était semblable à celle que montre la fig. 1.

On notera toutefois que la mesure des températures de la paroi se faisait seulement à chaque extrémité du tube. Cette disposition a motivé l'exploration du film par thermocouple mobile pour en connaitre le profil de température. Comme celle-ci se révélait délicate et fastidieuse, nous avons placé cinq thermocouples sur le tube de notre second appareil.

3. 3. METHODE EXPERIMENTALE

Nos manipulations doivent nous permettre de calculer le coefficient d'échange thermique entre le tube vertical et le film en ruissellement, compte tenu de l'évaporation de ce dernier, dans le cas de la convection naturelle comme dans celui de la convection forcée.

La disposition des thermocouples sur la paroi nous permet d'atteindre directement le coefficient d'échange de chaleur de la paroi vers le film.

Il nous faut faire un bilan matière et un bilan thermique sur le film et sur l'air dans le cas de la convection forcée. Il est difficile d'établir ce dernier bilan dans le cas de la convection naturelle sans que les mesures de débit d'air ne faussent irrémédiablement celle-ci.

La conception de l'appareil permet de faire varier indépendamment :

- Le débit de film,
- La puissance thermique
- Le débit d'air.

Dans des conditions de convection données (débit d'air constant ou convection naturelle), nous avons conduit nos manipulations en faisant varier le débit de film pour différentes valeurs de la température à la base de l'appareil.

Si on se rapelle que le fluide chaud circule à contre-courant du film, ceci revient à se fixer la température d'entrée du fluide chaud. Puisque, pour une série de manipulations, le débit d'eau chaude est maintenu constant, la quantité de chaleur transmise varie en fonction du débit du film.

On aurait pu envisager de maintenir constante la température le long de toute la paroi du tube en assurant un débit d'eau chaude très important de façon à rendre l'échange thermique eau chaude - film prépondérant par rapport à l'échange paroi - film. Mais dans la gamme des débits de film utilisée, le débit d'eau chaude aurait dû être environ cinq fois plus élevé que celui que nous avons utilisé, d'où une installation générale importante (pompe, bac, puissance électrique).

La marche d'une manipulation est la suivante :

Dans une phase préliminaire l'appareil est mis en chauffe, pompe de circulation en marche. Suivant la température désirée ceci demande de deux à quatre heures. Durant tous les autres préparatifs le système de régulation maintient l'eau chaude à cette température.

Le débit d'entrée du film est mesuré par prise d'échantillon répétée. L'eau froide amenée dans la tête de distribution par deux tuyaux de caoutchouc est dérivée dans un système

évacuateur annexe. Elle est recueillie pendant trente secondes, une ou deux minutes suivant l'importance du débit. La prise est pesée au demi-gramme près à l'aide d'une balance METTLER type K 5 T d'une portée de deux kilogrammes.*

Lorsque le débit est établi à la valeur convenable, il est dirigé dans la tête de distribution de l'échangeur. Dans les essais en convection forcée le circuit de refroidissement du condenseur est alimenté en eau froide et le ventilateur (ou le surpresseur) mis en route. On règle ensuite la puissance électrique de façon à maintenir la température choisie à la base de la paroi et il ne reste qu'à attendre l'équilibre thermique du système, c'est-à-dire l'établissement à une valeur constante de toutes les températures relevées sur le potentiomètre MECI.

Le débit d'air est ajusté à l'aide d'une sorte de pince de MOHR spéciale placée sur le circuit d'aspiration constitué de tuyau de chlorure de polyvinyle. La pression d'éjection régnant dans le réservoir en amont de la tuyère est mesurée au moyen d'un manomètre de CASELLA donnant théoriquement le 1/50 mm d'eau et pratiquement le 1/10 mm.

Pour mesurer le débit de film à la sortie de l'échangeur on procède comme précédemment par prise d'échantillons sur les mêmes bases de temps. La différence des deux pesées permet de connaitre l'évaporation du film.

Après relevé de toutes les températures, on arrête la ventilation si nécessaire et on effectue une nouvelle mesure du débit de film à l'entrée de l'échangeur pour déceler d'éventuelles variations. Nous avons observé que toutes les variations sont des diminutions. Dans ce cas nous conservons la dernière valeur mesurée du débit. De cette manière le coefficient d'échange calculé sera minimisé ce qui, dans l'optique de l'utilisation industrielle, va dans le sens de la sécurité.

Au cours de la manipulation - qui demande au minimum deux

---

* Nous avons dû renoncer à l'emploi des diaphragmes placés sur la conduite d'eau froide à cause de leur imprécision dans la gamme des débits très faibles.

heures et parfois jusqu'à plus de quatre heures - nous avons relevé toutes les données nécessaires aux bilans thermique et massique pour le film et pour l'air ainsi que les températures servant au calcul de la différence de température entre paroi et film.

Nous sommes maintenant en mesure de déterminer les valeurs du taux d'évaporation du coefficient d'échange thermique relatif au film tombant avec évaporation et des critères adimensionnels caractéristiques de cet échange qui seront définis plus loin.

3. 4. CALCUL DU COEFFICIENT D'ECHANGE

L'expression générale du coefficient d'échange thermique moyen entre deux milieux est :

$$\bar{k} = \frac{Q}{A\,\Delta\theta}$$

où A est l'aire d'échange, $\Delta\theta$ l'écart de température entre les deux milieux et Q la quantité de chaleur échangée par unité de temps.

Ces quantités peuvent être évaluées simplement à partir des valeurs expérimentales et l'aire d'échange est connue par construction.

3.4.1. Evaluation de la quantité de chaleur échangée

La quantité de chaleur échangée est obtenue en faisant un bilan thermique sur le film et un autre sur l'air en convection forcée. Dans la cas de la convection nautrelle le bilan portant sur l'air est impossible à effectuer, mais on verra que la contribution de l'air à l'échange thermique est très peu importante aussi le fait de la négliger en convection naturelle n'amène-t-il pas de graves erreurs.

Si on appelle :

G le débit de film à l'entrée en unité de masse par unité de temps,

ε le taux d'évaporation du film,

ℓ_v la chaleur latente de vaporisation pour le film en unité de quantité de chaleur par unité de masse,

c_e la chaleur spécifique de l'eau en unité de quantité de chaleur par unité de masse et par degré C,

T_1 la température d'entrée du film,

T_2 la température de sortie du film,

q le débit d'air en unité de masse par unité de temps,

c_a la chaleur spécifique de l'air à pression constante dans les mêmes unités que pour c_e,

T_5 la température d'entrée de l'air,

T_6 la température de sortie de l'air,

la quantité de chaleur cédée par la paroi est égale à la somme de trois termes ; l'un correspond à l'échauffement du film de T_1 à T_2, le second à la chaleur nécessaire pour évaporer la fraction ε du film et la dernière à l'échauffement de l'air de T_5 à T_6.

$$Q = G c_e (T_2 - T_1) + \varepsilon G \ell_v + q_a c_a (T_6 - T_5)$$

Cette expression de la quantité de chaleur appelle certains commentaires.

Le film s'évapore le long de la paroi et il est donc inexact d'écrire que la chaleur reçue pour son échauffement est de la forme :

$$Q_1 = G c_e (T_2 - T_1)$$

Mais nous ne connaissons pas la loi de variation du débit massique en fonction de la distance parcourue. Rien ne nous autorise à supposer, tant pour l'évaporation que pour l'élévation de température, qu'il existe une variation de forme mathématique simple en fonction de la longueur. Le profil de température du film relevé au moyen du thermocouple mobile (fig. 5) comme le profil de température de la paroi (fig. 9) montrent que l'établissement d'une température proche de la température de sortie est très rapide. On peut donc supposer à bon droit que le film s'échauffe globalement de T_1 à T_2 avant qu'une fraction importante ne s'évapore.

Une autre remarque s'impose au sujet du second terme relatif à la chaleur arrachée au film par l'évaporation partielle :

$$Q_2 = \varepsilon G \ell_v$$

Nous avons admis pour les calculs que l'évaporation se produisait lorsque le film avait atteint la température T_2 et nous avons utilisé la formule simplifiée de REGNAULT qui donne la chaleur latente de vaporisation de l'eau :

$$(\ell_v)_t = 606,5 - 0,695t \qquad \text{en Kcal/Kg avec t en degré C.}$$

On voit donc que si l'écriture du premier terme conduit à une surévaluation de la première quantité de chaleur Q_1, la seconde mène à une sousestimation de la quantité de chaleur Q_2.

Signalons que dans l'expression de la troisième quantité de chaleur Q_3 nous avons adopté une valeur moyenne constante pour la chaleur spécifique de l'air.

3.4.2. Calcul de l'écart moyen de température

Appelons T_3 la température de la paroi en haut de l'appareil c'est-à-dire à l'endroit où l'on introduit le film froid et T_4 la température à la base où le film réchauffé quitte l'échangeur.

Il existe les différences de température $T_3 - T_1$ à l'entrée de l'échangeur et $T_4 - T_2$ à la sortie entre film et paroi.

Nous avons utilisé pour le calcul du coefficient d'échange thermique l'écart de température logarithmique dont l'emploi est fréquent et classique.

Il est défini ici par :

$$\Delta\theta = \frac{(T_3 - T_1) - (T_4 - T_2)}{\mathcal{L}og \dfrac{(T_3 - T_1)}{(T_4 - T_2)}}$$

3.4.3. Coefficient d'échange explicite.

On peut alors écrire le coefficient d'échange paroi-film sous la forme suivante :

$$h = \frac{G[c_e(T_2 - T_1) + \varepsilon \ell_v] + q_a c_a (T_6 - T_5)}{A} \cdot \frac{\mathcal{L}og \dfrac{(T_3 - T_1)}{(T_4 - T_2)}}{(T_3 - T_1) - (T_4 - T_2)}$$

où tous les symboles représentent soit des valeurs expérimentales, soit des constantes physiques soit encore des données de construction.

3. 5. PRECISION DES MESURES

Au vu de la formule développée du coefficient d'échange, on comprendra aisément que l'on ne peut guère expliciter de manière simple le calcul de l'erreur commise sur h. Pour évaluer cette imprécision nous l'avons calculée pour des manipulations effectuées aux deux extrémités de la gamme de débits de film soit G = 2 et G = 16 g/s.

Dans tout ce qui suit le symbole d ne représente pas une différentielle mais une erreur, d (X) est l'erreur absolue appréciée dans le calcul de X et δ (x) l'erreur absolue attachée à la mesure de la grandeur x.

Nous avons négligé les erreurs commises sur la valeur de l'aire d'échange A et sur les constantes physiques de l'eau et de l'air qui sont certainement très inférieures aux erreurs d'expérience.

de la formule : $h = \frac{Q}{A\,\Delta\theta}$

nous tirons : $\left|\frac{d(h)}{h}\right| \leq \left|\frac{d(Q)}{Q}\right| + \left|\frac{d(\Delta\theta)}{\Delta\theta}\right|$

Nous avons explicité littéralement $\frac{d(\Delta\theta)}{\Delta\theta}$ et en posant $T_3 - T_1 = \Delta T_1$ et $T_4 - T_2 = \Delta T_2$, arrivons à :

$$\left|\frac{d(\Delta\theta)}{\Delta\theta}\right| \leq \frac{4\,\delta(T)}{\Delta T_1 - \Delta T_2} + \frac{2\,\delta(T)\left(\frac{1}{\Delta T_1} + \frac{1}{\Delta T_2}\right)}{\mathcal{L}og\,\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}}$$

Le tableau ci-dessous donne la valeur des erreurs absolues commises sur les mesures. Le débit de film G est calculé comme le quotient d'une masse M d'eau recueillie pendant le temps t.

Erreur sur :			
Les températures	$\delta(T)$	degré C	0,2

La masse d'eau	$\delta(M)$	g.	0,5
Le temps	$\delta(t)$	sec.	0,2
La dénivellation dans le manomètre de CASELLA		mm d'eau	0,1
soit en débit massique d'air	$\delta(q_a)$	g/sec.	0,024

Le calcul d'erreur mené pour les deux débits de film G = 2 et G = 16 g/sec a permis d'établir le tableau suivant où sont reportées les valeurs des grandeurs mesurées ou calculées et l'erreur relative maximum commise sur chacune d'elles. Nous pensons de cette manière avoir délimité l'imprécision attachée au calcul du coefficient d'échange. Quelques autres essais nous ont en effet donné pour l'erreur relative des valeurs inférieure à celles calculées ci-après.

	G = 2	G = 16
$\Delta T_1 = T_3 - T_1$	40	30
$\Delta T_2 = T_4 - T_2$	13	1
$\mathcal{L}og\ \Delta T_1/\Delta T_2$	1	3,5
$\frac{d(\Delta\theta)}{\Delta\theta}$	0,0704	0,1457
$\frac{d(G)}{G}$	0,0075	0,0161
$T_2 - T_1$	30	45
$\frac{d(T_2 - T_1)}{T_2 - T_1}$	0,0133	0,0089
Q_1	50	800
$\frac{dQ_1}{Q_1}$	0,0208	0,0250

	G = 2	G = 16
$\frac{d(\varepsilon G)}{\varepsilon G}$	0,072	0,161
Q_2	250	340
$\frac{d(Q_2)}{Q_2}$	0,072	0,161
$\frac{d(q_0)}{q_0}$	0,007	0,007
$T_6 - T_5$	40	33
$\frac{d(T_6 - T_5)}{(T_6 - T_5)}$	0,010	0,012
Q_3	35	30
$\frac{d(Q_3)}{Q_3}$	0,017	0,019
$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$	335	1170
$\frac{d(Q)}{Q}$	0,0585	0,0929
h	380	2380
$\frac{d(h)}{h}$	0,1289	0,2386

L'erreur qui affecte le coefficient d'échanges thermique est donc compris entre 13 % et 24 % suivant le débit de film. La précision est donc assez médiocre mais il en est à peu près toujours ainsi pour les mesures de coefficients d'échanges thermiques et la dispersion des résultats expérimentaux explique le grand nombre des formules empiriques ou semi-empiriques.

3. 6. EXEMPLE DE MANIPULATION

Nous donnons ci-dessous un exemple de manipulation représentatif de l'ensemble de nos essais avec le dépouillement immédiat qui nous permet d'atteindre le taux d'évaporation et le coefficient d'échange moyen pour la surface du tube.

L'essai type a été choisi en convection forcée à co-courant - vitesse de l'air dans l'échangeur 2,64 m/s - et pour une température de paroi à la base de l'appareil de 77° C.

Rappelons que :

G est le débit de film mesuré à l'entrée de l'échangeur

G' est le débit mesuré à la sortie de l'appareil,

$G-G' = \varepsilon G$ est le débit évaporé sur l'aire A de la surface d'échange,

v_a est le débit volumique et q_a le débit massique de l'air au travers de l'échangeur.

On a mesuré :

$G = 698$ g/mn $= 11,633$ g/s soit $\Gamma = 1,1945$ g/s.cm.

$G' = 642$ g/mn

$\varepsilon G = 56$ g/mn $= 0,933$ g/s

$v_a = 1,98$ l/s soit $q_a = 2,385$ g/s

On a relevé les températures :

$T_1 = 14,8°$ C	$T_5 = 18,6°$ C	$T_7 = 67,2°$ C
$T_2 = 73,15°$ -	$T_6 = 72,0$ -	$T_8 = 71,0$ -
$T_3 = 50,5$ -		$T_9 = 74,5$ -
$T_4 = 77,0$ -		

On calcule alors :

- Le taux d'évaporation :

$$\varepsilon = 0,08023$$

- L'écart logarithmique de température θ :

$$\Delta\theta = \frac{(T_3-T_1)-(T_4-T_2)}{\mathcal{L}og\,(T_3-T_1)/(T_4-T_2)} = \frac{35,7 - 3,85}{2,2246} = 14,317° \text{ C}$$

- La quantité totale de chaleur échangée Q :

$$Q = G\,c_e\,(T_2 - T_1) + \varepsilon G \ell_v + q_a\,c_a\,(T_6 - T_5)$$

$$= 11,633.1.58,35 + 0,933.553 + 2,385.0,25.53,4$$

$$= 678,8 + 516,1 + 31,9 = 1226,8 \text{ cal/s} = 4416,48 \text{ Kcal/h.}$$

- Le coefficient d'échange thermique moyen pour la surface du tube h :

$$h = \frac{Q}{A.\Delta\theta} = \frac{4416,48}{0,1948.14,317} = 1583,5 \text{ Kcal/h.m}^2.°\text{c.}$$

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les manipulations que nous avons effectuées dans le cadre de cette étude nous ont permis de déterminer certaines conditions de fonctionnement d'un échangeur à film tombant et en particulier de décider de l'efficacité de la convection forcée.

Si ce dernier point ne fait aujourd'hui plus de doute pour nous, nous n'avons pu, à notre grand regret, dégager de façon aussi nette l'influence de certains autres facteurs.

Nous songeons particulièrement à l'influence de la longueur de l'échangeur - ce qui aurait nécessité un réaménagement de l'appareil à une étude plus poussée des conditions de fonctionnement de l'évaporateur à film, à celle de l'influence de l'état de surface du tube, tous points que nous n'avons fait qu'entrevoir au travers des résultats que nous présentons ici.

Nous avons scindé les résultats expédimentaux en deux groupes : le premier est relatif aux manipulations en convection naturelle et le second à celles effectuées en convection forcée; Le premier groupe contient les résultats obtenus sur une paroi d'échange en acier d'une part et sur une paroi en cuivre d'autre part. Dans le second nous avons à parler d'une série d'expériences réalisées avec contre-courant d'air, série qui complète les autres manipulations, toutes effectuées à co-courant d'eau et d'air.

4.I. MANIPULATIONS EN CONVECTION NATURELLE.

Dans une durée de temps égale à quatre mois environ, compte-tenu de la mise au point des techniques expérimentales, nous avons effectué quatre séries de manipulations en convection naturelle avec notre premier appareil à tube d'acier. Sur les quelques 75 expériences de cette période nous avons dû en éliminer un tiers, l'importance de ce déchet étant dûe non seulement à notre initiation mais aussi aux difficultés de toutes sortes décou-

lant de la constitution de l'appareil. Nous estimons cependant que ce travail nous a été fort utile pour la conception d'une seconde installation par la mise en évidence des points faibles de la première.

Après un arrêt de quelques semaines dans le cours de nos manipulations nous avons constaté que le tube d'acier avait gravement souffert de la corrosion. Ayant obtenu des coefficients d'échange anormalement bas par rapport à ceux précédement trouvés nous avons remarqué que la paroi d'échange était couverte de rouille bien que l'installation ait été vidangée pendant son arrêt. Nous avons effectué rapidement une série de manipulations p puis nous avons procédé à un brossage de la paroi. Malgrè ce traitement les résultats ne concordaient pas avec les premiers ni même avec ceux obtenus avant brossage, ce qui nous a conduit à envisager la construction du second échangeur.

4.I.I. Résultats relatifs au tube d'acier.

Les résultats numériques se rapportant à la convection naturelle pour le tube d'acier sont rassemblés en annexe dans les tableaux I à 5. Dans les quatre premiers tableaux on trouvera les quatre séries de manipulations effectuées chacune en gardant constante T_4, température de paroi à l'entrée, c'est à dire au bas de l'échangeur. Le tableau 5 se rapporte aux essais réalisés lorsque le tube était recouvert de rouille.

Pour chacun de ces tableaux on lira de gauche à droite:

G le débit de film en g/s;

T_I la temperature du film à l'entrée en °C,

T_2 la température du film à la sortie,

T_3 la température de la paroi à la sortie du fluide chaud, c'est-à dire en haut de l'echangeur.

$\Delta\theta$ l'ecart logarithmique de température,

ε le taux d'evaporation du film,

φ la quantité de chaleur transmise au film en cal/s,

h le coefficient d'échange thermique moyen pour le tube exprimé dans les unités usuelles c'est à dire en $Kcal.h^{-1}.m^{-2}.(°C)^{-I}$

Cette disposition sera conservée pour la présentation de tous les autres résultats expérimentaux.

Sur la figure 3, les coefficient d'échange moyens pour le tube sont donnés en fonction du débit de film par unité de périmètre mouillé Γ défini en I.1.2. La figure 4 montre les variations du taux d'évaporation ε en fonction de Γ. Nous renvoyons au paragraphe 4.1.3 les remarques générales qui concernent les deux classes de résultats sur acier et sur cuivre. Dans chacun des paragraphes relatifs à une paroi d'échange de nature déterminée nous traiterons des résultats particuliers obtenus pour chaque surface.

La figure 5 donne deux exemples de profils de température du film relevés à l'aide du thermocouple mobile prévu à cet effet. Etablis pour des débits de film différents et des températures de paroi à la base différentes (T_4= 68 et 81 °C) ils montrent tous deux que la température dans le film s'établit rapidement à une valeur proche de la température de sortie du film T_2. La longueur d'établissement thermique diminue lorsque le débit de film diminue et lorsque la température de paroi augmente. Nous interprétons ces faits de la manière suivante : le film doit s'évaporer principalement dans la partie inférieure de l'échangeur où sa température est la plus élevée. En convection naturelle la vapeur monte dans le tube où elle voisine avec la région supérieure et froide du film. La vapeur se condense en partie à la surface du film froid en lui cédant sa chaleur latente de condensation donc en réchauffant la masse liquide. La diminution de la longueur d'établissement thermique avec la diminution du débit de film comme avec l'augmentation de la température de paroi peut être expliquée ainsi par l'intervention d'une recondensation de la vapeur, le taux d'évaporation variant dans le même sens pour une augmentation de la température de paroi et une decroissance du debit du film. La courbe de variation du taux d'évaporation en fonction du débit de film avec pour paramètre la température de paroi (fig.4) met en évidence cette modification de la longueur d'établissement.

Si cette hypothèse de recyclage de la vapeur est valable, il faut s'attendre à un réchauffement du film dès le début de son parcours et donc à un amoindrissement du coefficient d'échange moyen pour l'ensemble du tube.

Cette observation nous a conduit dès le début de notre

[illegible] envisager la convection forcée à co-courant d'eau et d'air comme plus favorable aux échanges que la convection forcée à contre-courant.

4.1.2. Résultats obtenus sur cuivre.

Comme dans le cas du tube d'acier nous avons disposé avec la même présentation nos résultats expérimentaux dans les tableaux 6 à 9.

Nous avons reproduit les manipulations effectuées avec le premier appareil mais le domaine des débits de film utilisés est plus etendu (0,2 à 1,8 g/s.cm) dans ce dernier cas que dans l'autre (0,25 à 1,2 g/s.cm). De plus nous n'avons pu atteindre comme précedemment la température de 90°C à la base de l'échangeur. Nous avons alors effectué nos essais à la température T_4= 87,5°C.

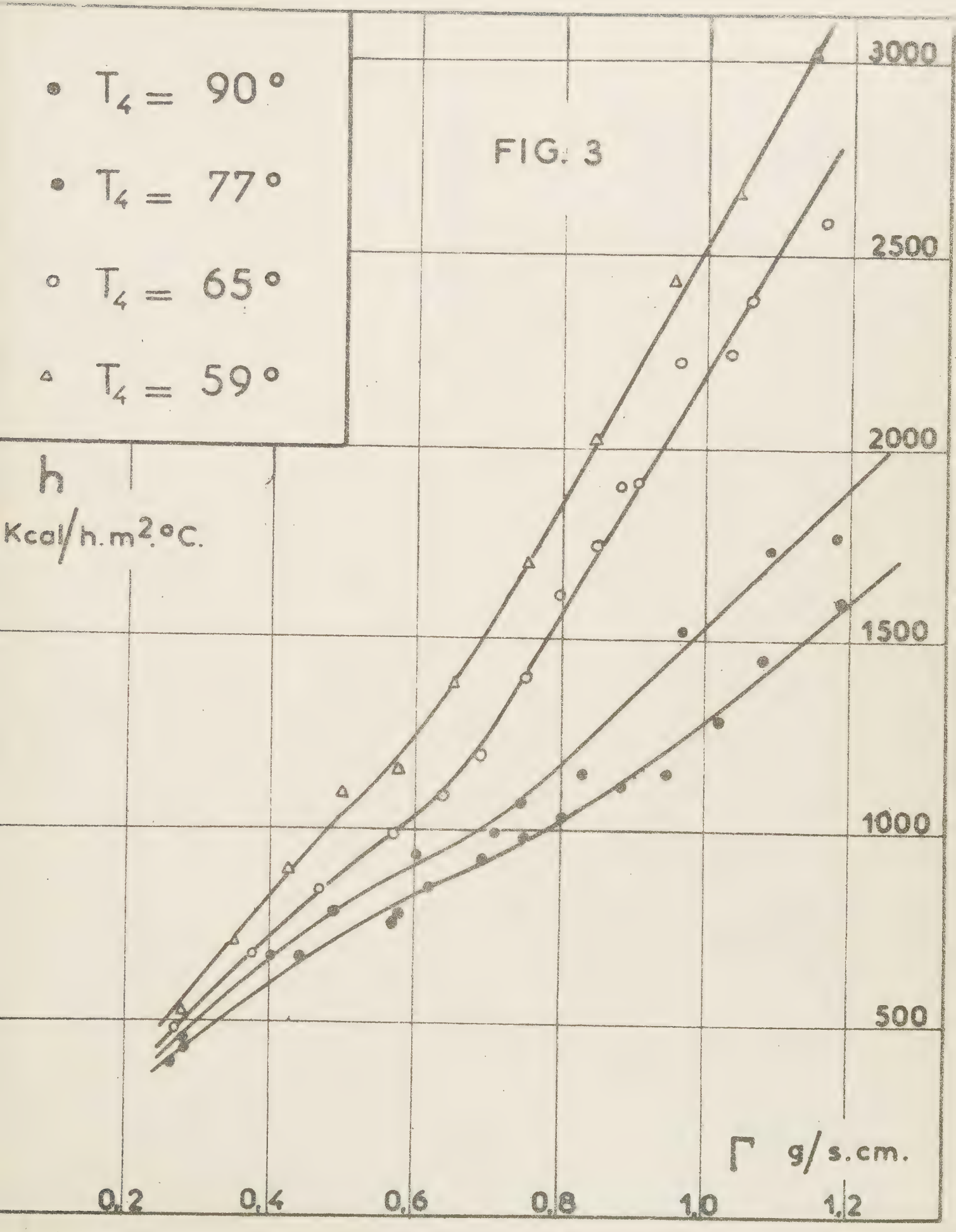
Les figures 6 et 7 donnent les évolutions du coefficient d'échange moyen h pour le tube et le taux d'évaporation ε en fonction du débit Γ, courbes dont la discussion sera faite au paragraphe 4.1.3 du present chapitre avec celle des courbes analogues obtenues sur paroi d'acier.

4.1.2.1. Action d'un agent tensio-actif.

Nous n'avons pas tracé sur les figures 6 et 7 les courbes relatives aux essais exécutés en ajoutant à l'eau d'alimentation un faible pourcentage de "teepol". Les résultats de ces expériences sont donnes dans les tableaux 10 et 11.

Nous avons cherché par cette addition de teepol à mettre en évidence l'effet de la turbulence de l'interface. Les perturbations de la surface du film que nous pouvons observer directement depuis la base de l'echangeur, sont fortement atténuées par l'emploi d'agents tensio-actifs qui rendent la surface du film presque lisse; la luminosité de l'interieur du tube est nettement augmentée, les rayons lumineux n'etant plus irrégulièrement réfléchis dans toutes les directions par les perturbations chaotiques qui déforment le film d'eau pure.

Il était prévisible que l'on obtiendrait une diminution du coefficient d'échange et du taux d'evaporation par addition de teepol. Pour T_4= 59°, les coefficients d'échanges pour le film contenant 0,414 % de teepol sont inferieurs de 25 % en


• $T_4 = 90°$
• $T_4 = 77°$
○ $T_4 = 65°$
△ $T_4 = 59°$
FIG. 3
h
Kcal/h.m².°C.
3000
2500
2000
1500
1000
500
Γ g/s.cm.
0,2
0,4
0,6
0,8
1,0
1,2

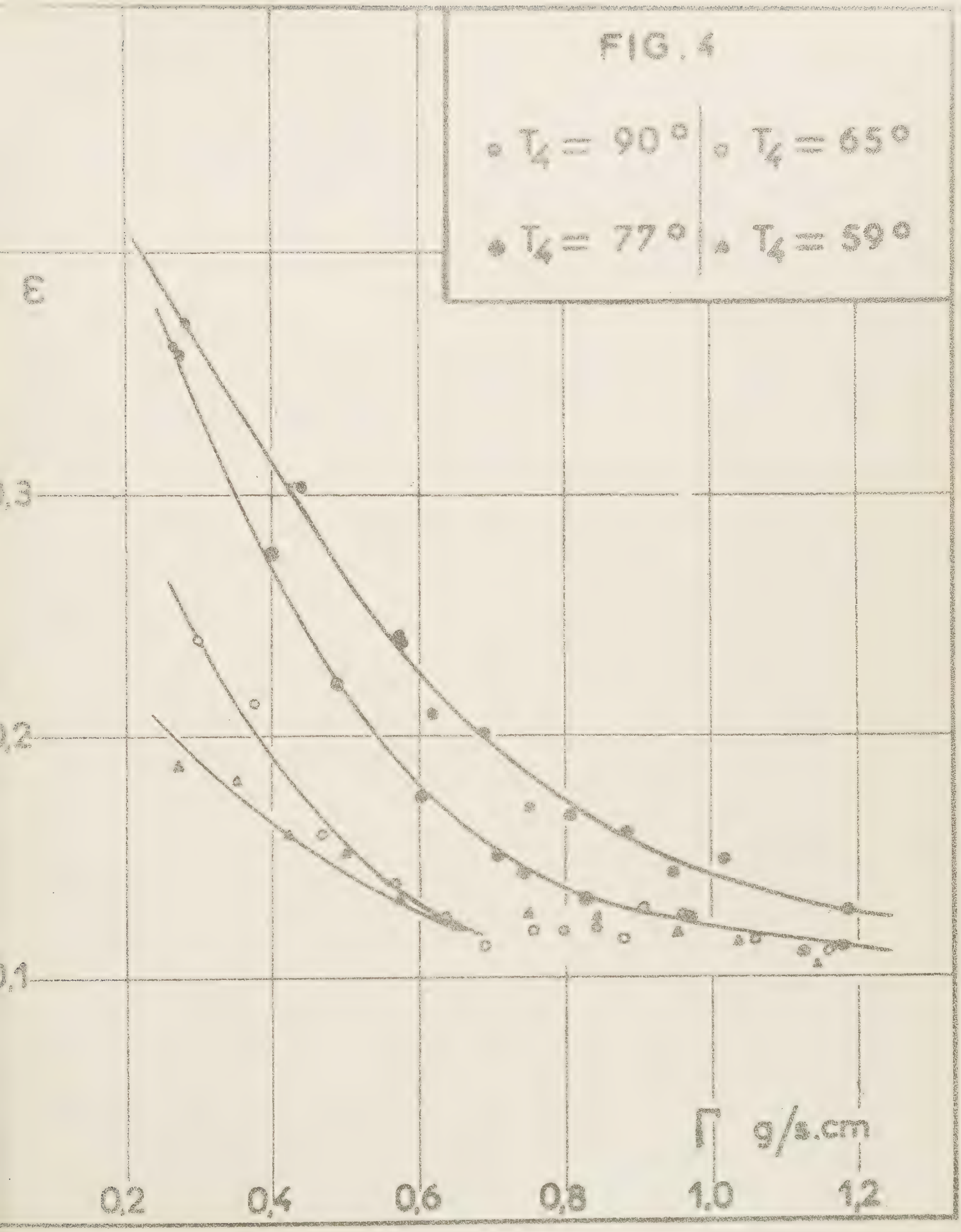


FIG. 4
• T4 = 90°
∘ T4 = 65°
• T4 = 77°
▲ T4 = 59°
ε
0,3
0,2
0,1
Γ g/s.cm
0,2
0,4
0,6
0,8
1,0
1,2

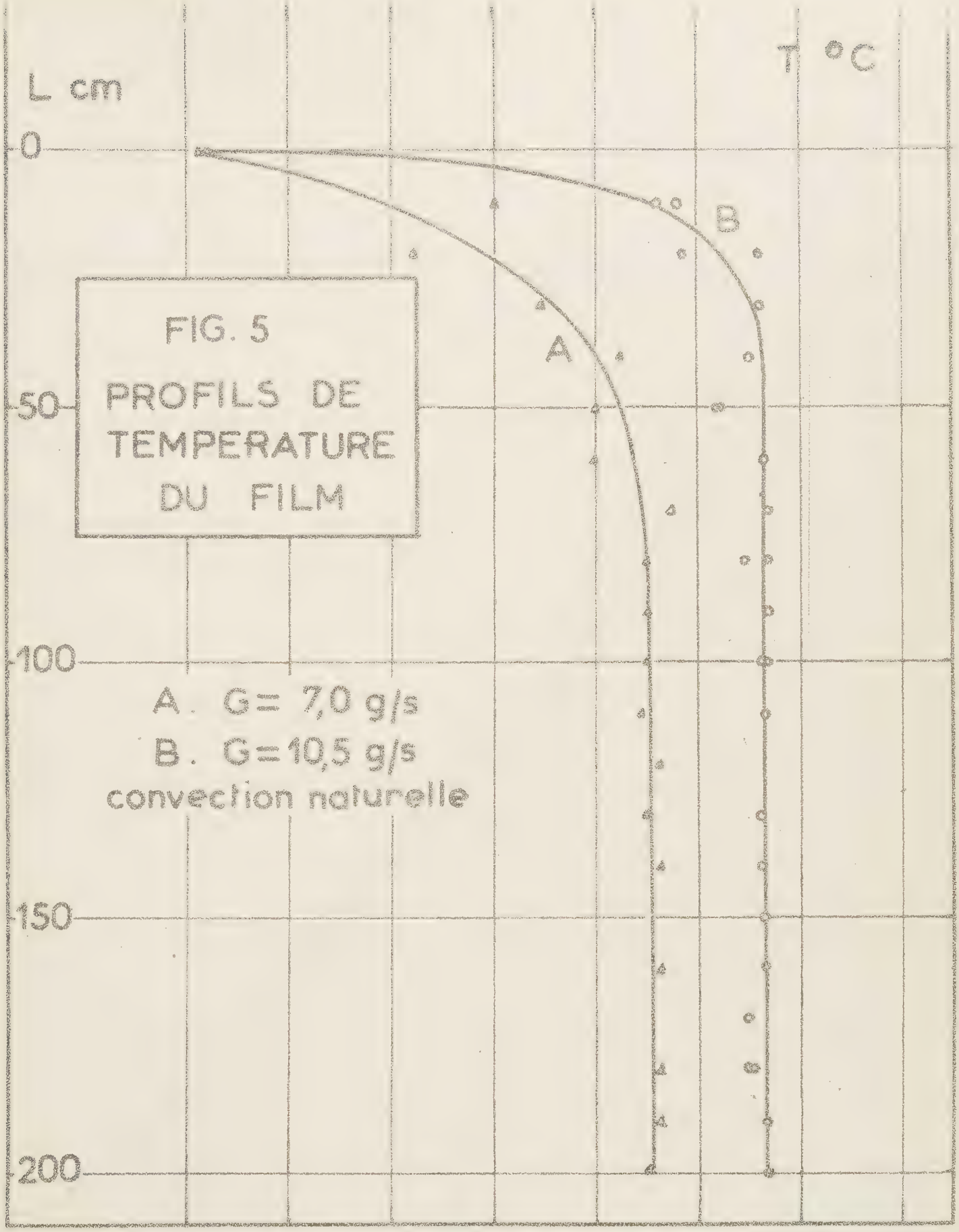


FIG. 5
PROFILS DE TEMPERATURE DU FILM

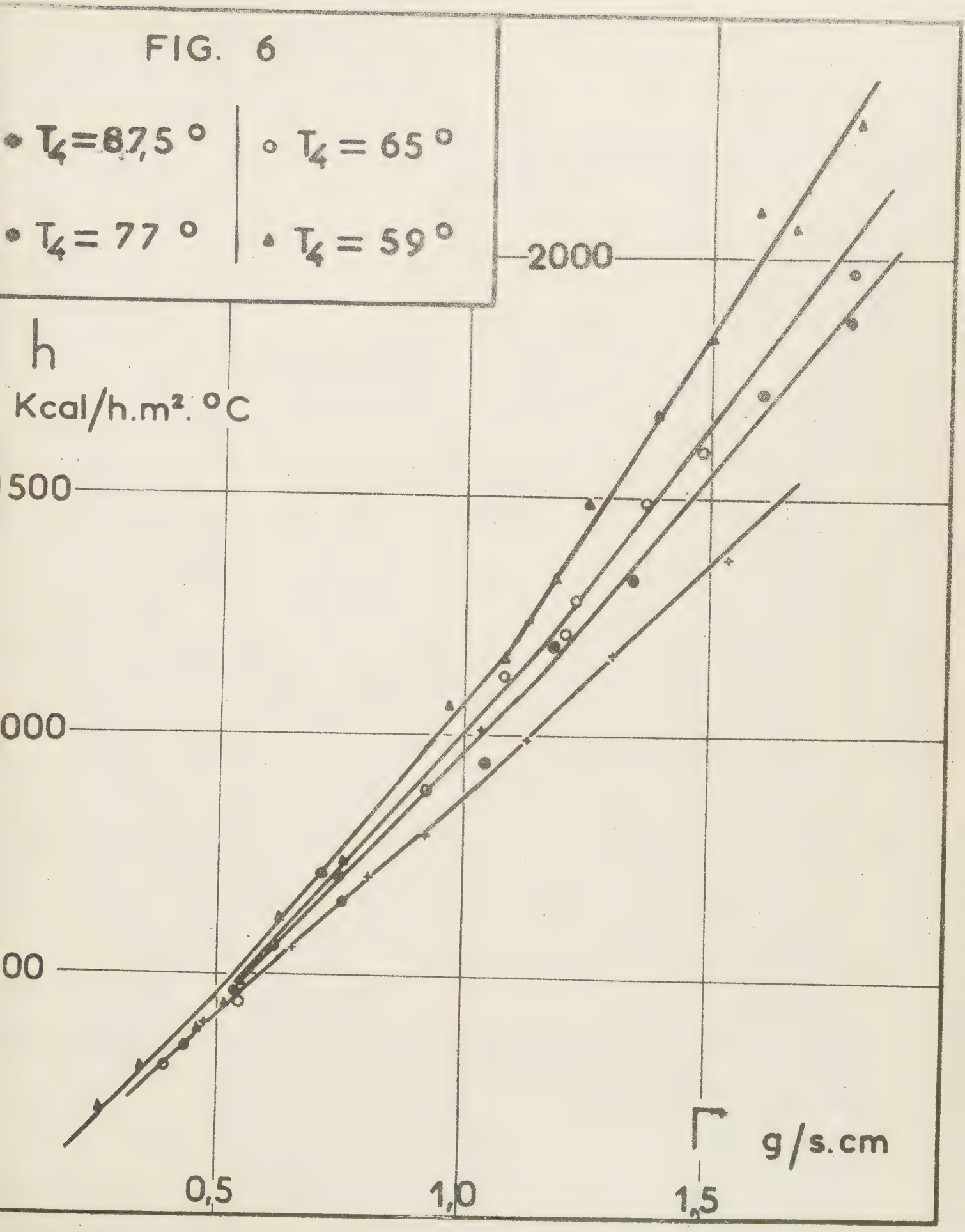


FIG. 6
• T4=87,5 °
○ T4 = 65 °
• T4 = 77 °
▲ T4 = 59 °
h
Kcal/h.m². °C
2000
500
000
00
Γ g/s.cm
0,5
1,0
1,5

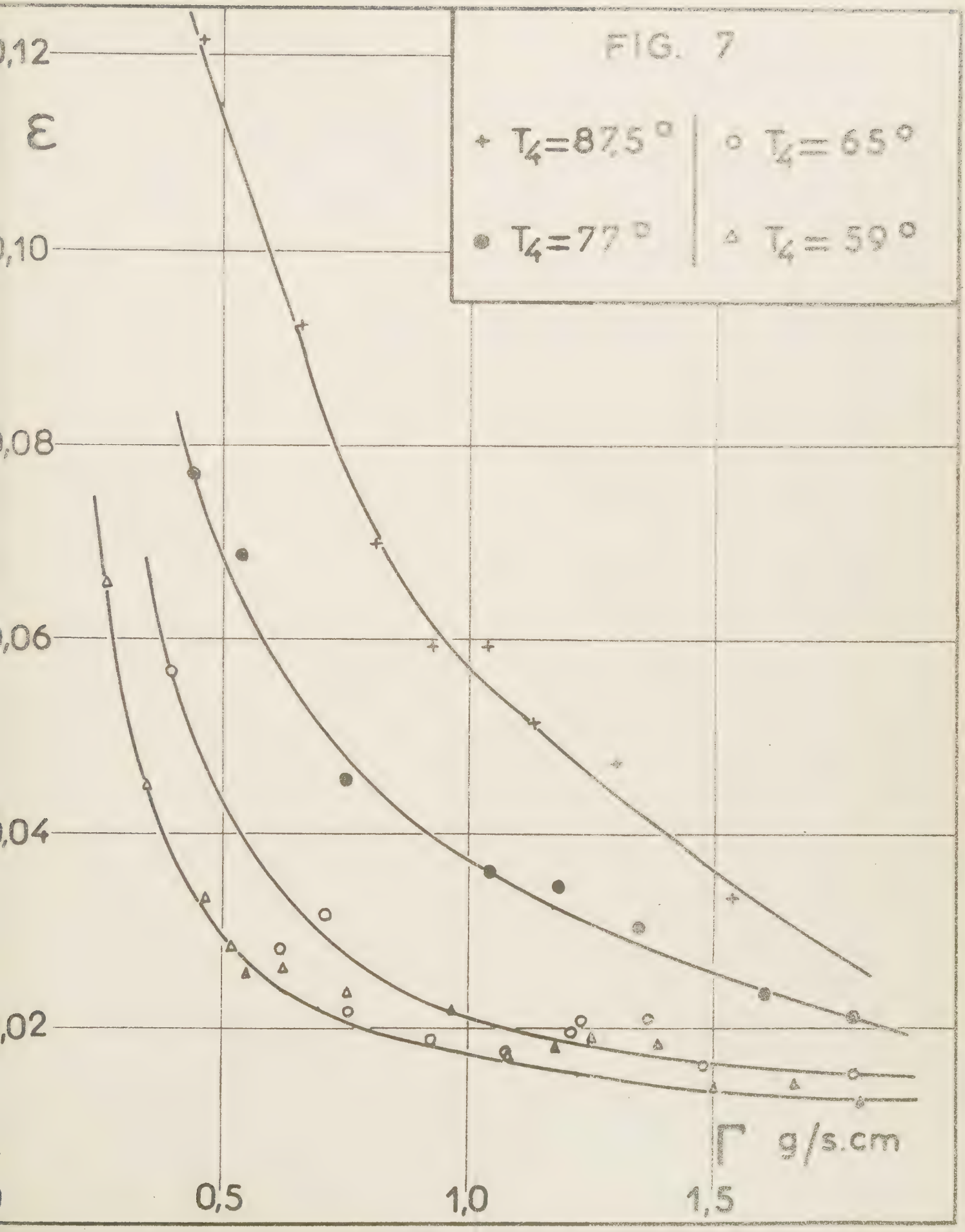


FIG. 7
+ T4=87,5°
○ T4=65°
● T4=77°
△ T4=59°
ε
0,12
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
Γ g/s.cm
0,5
1,0
1,5

moyenne à ceux mesurés pour un film d'eau pure, le taux d'évaporation, lui, baissant de 35% environ. Pour $T_4 = 87,5°$ les diminutions sont respectivement de 15% et de 35% . L'écart est donc moins marqué pour les fortes températures. On peut expliquer ceci en remarquant que les agents tensio-actifs n'agissent que sur la seule tension superficielle et pas sur la viscosité. A forte température la diminution de la viscosité doit permettre la réapparition partielle de la turbulence à l'interface.

Pour l'évaporation, nous avons mesuré de façon grossière " l'effet-barrière " des agents tensio-actifs. Pour celà nous avons soumis à une faible convection, dans des conditions identiques avec absence de rides, deux surfaces l'une d'eau, l'autre d'une solution de teepol à 0,5% et mesuré la perte de poids par évaporation . Les évaporations ont été trouvées voisines, la solution de teepol restant toutefois un peu moins volatile mais l'écart ne dépasse jamais 10%.

Il faut donc attribuer une bonne partie de l'efficacité des échangeurs et des évaporateurs à film à l'action de la turbulence inter-faciale.

4.1.2.2. <u>Repartition de température le long de la paroi</u>.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent l'allure du profil de température du film. Dans les manipulations effectuées sur notre second appareil nous avons pu relever directement grâce à cinq thermocouples le profil longitudinal de température de la paroi. Pour préciser au mieux le profil de température nous avons disposé les thermocouples aux cotes suivantes : 0cm (haut du tube) température T_3, 20 cm (T_7), 50 cm (T_8), 120 cm (T_9) , 200 cm (bas du tube) température T_4. Pour tracer les courbes donnant le profil de température de la paroi en fonction de la longueur avec pour paramètre le débit de film, il nous a fallu éliminer l'influence de la temperature T_1 d'entrée du film qui varie entre les séries d'expériences. Pour cela nous avons porté les valeurs de la température réduite $\tau_i = \frac{T_i - T}{T_4 - T_1}$ (i = 3,7,8,9) en fonction du débit de film Γ (Fig.8) .Chaque courbe donne l'évolution de la température à une cote déterminée du tube en fonction du débit de film. A partir de ces courbes on peut tracer le profit de tem-

perature (en température réduite τ) en fonction de la longueur d'écoulement pour un débit déterminé. La figure 9 donne un exemple de profil de température de la paroi.

Les profils obtenus sont semblables à ceux qu'avait permis d'établir le relevé direct de la température du film. Il semble toutefois - mais nous manquons pour celà d'éléments de comparaison plus nombreux - que la longu ur d'établissement thermique soit plus importante pour le profil de température de la paroi de cuivre que pour celui du film s'écoulant sur la paroi d'acier.

4.1.3. Remarques générales sur les deux séries de résultats .

4.1.3.1. Coefficient d'échange et taux d'evaporation.

Une constatation s'impose de prime abord : on voit que, en convection naturelle, pour un échangeur à film le coefficient d'échange moyen est d'autant plus élevé que la température de paroi est plus basse. Par ailleurs, il augmente avec le débit de film.

Le taux d'évaporation suit une évolution contraire et croît avec la température de paroi et décroît quand le débit de film augmente.

On remarque que si l'accroissement du taux d'evaporation avec la température de paroi entraine celui de la quantité de chaleur échangée - ce que nous avons vérifié dans nos mesures - l'écart logarithmique de température croît plus vite en fonction de la température de paroi que la quantité de chaleur, ce qui abaisse le coefficient de convection [illegible] paroi.

Si nous comparons à présent les deux séries de résultats obtenus sur paroi d'acier (fig. 3 et 4) et sur paroi de cuivre (fig. 6 et 7), nous constatons que les coefficients d'échange mesurés dans le premier cas sont très supérieurs à ceux mesurés dans le second .

Nous pouvons penser que cette différence est le fait de la turbulence du film. Le tube d'acier rugueux favorise en effet les perturbations à l'intérieur et par contre-coup à la surface du film. Sans atteindre forcément un régime turbulent caractérisé, l'écoulement du film est perturbé et il s'établir dans son epaisseur des mouvements aléatoires qui lui font perdre son caractère laminaire .

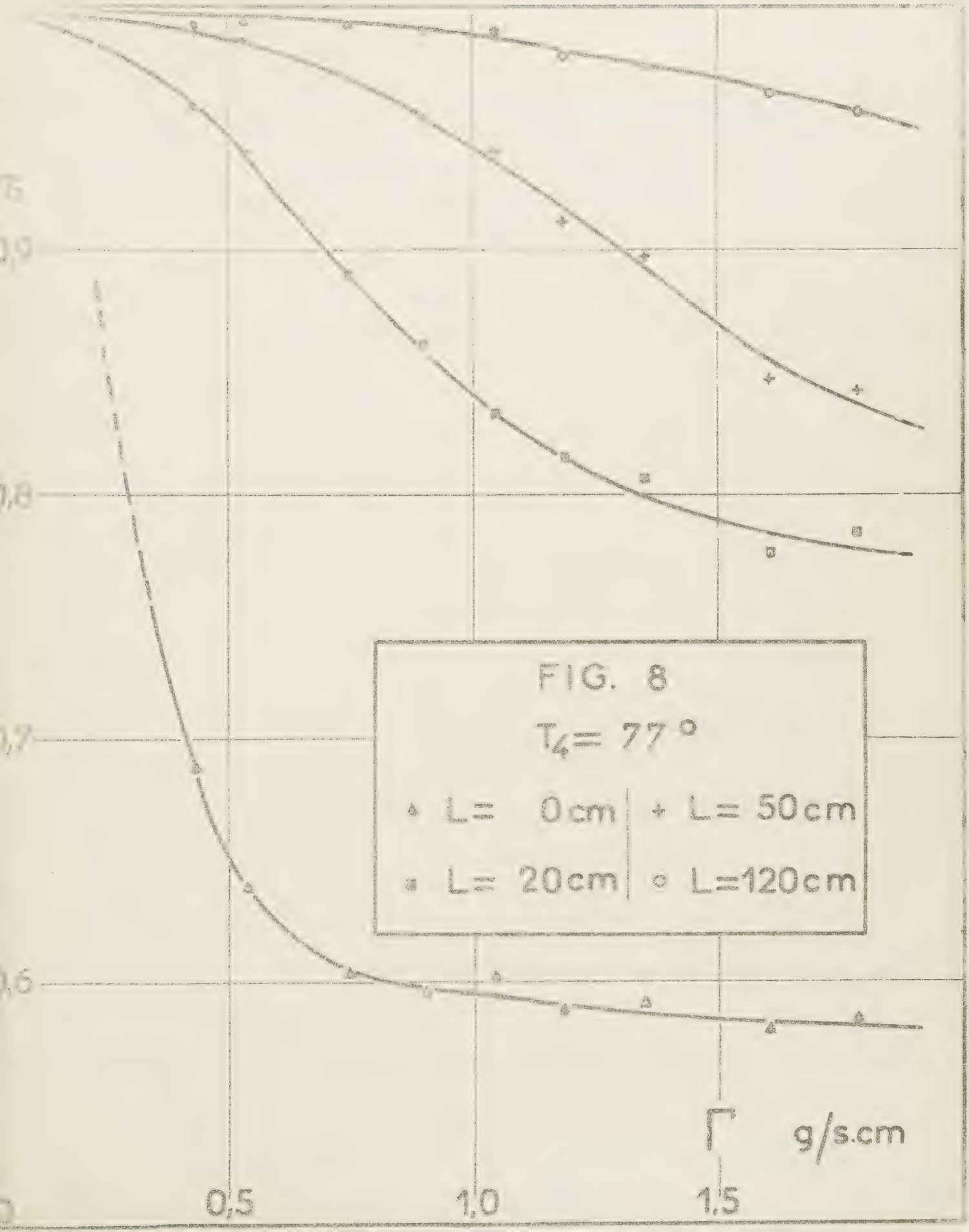


FIG. 8
$T_4 = 77°$
L= 0cm
L= 50cm
L= 20cm
L=120cm
Γ g/s.cm
0,5
1,0
1,5
0,9
0,8
0,7
0,6

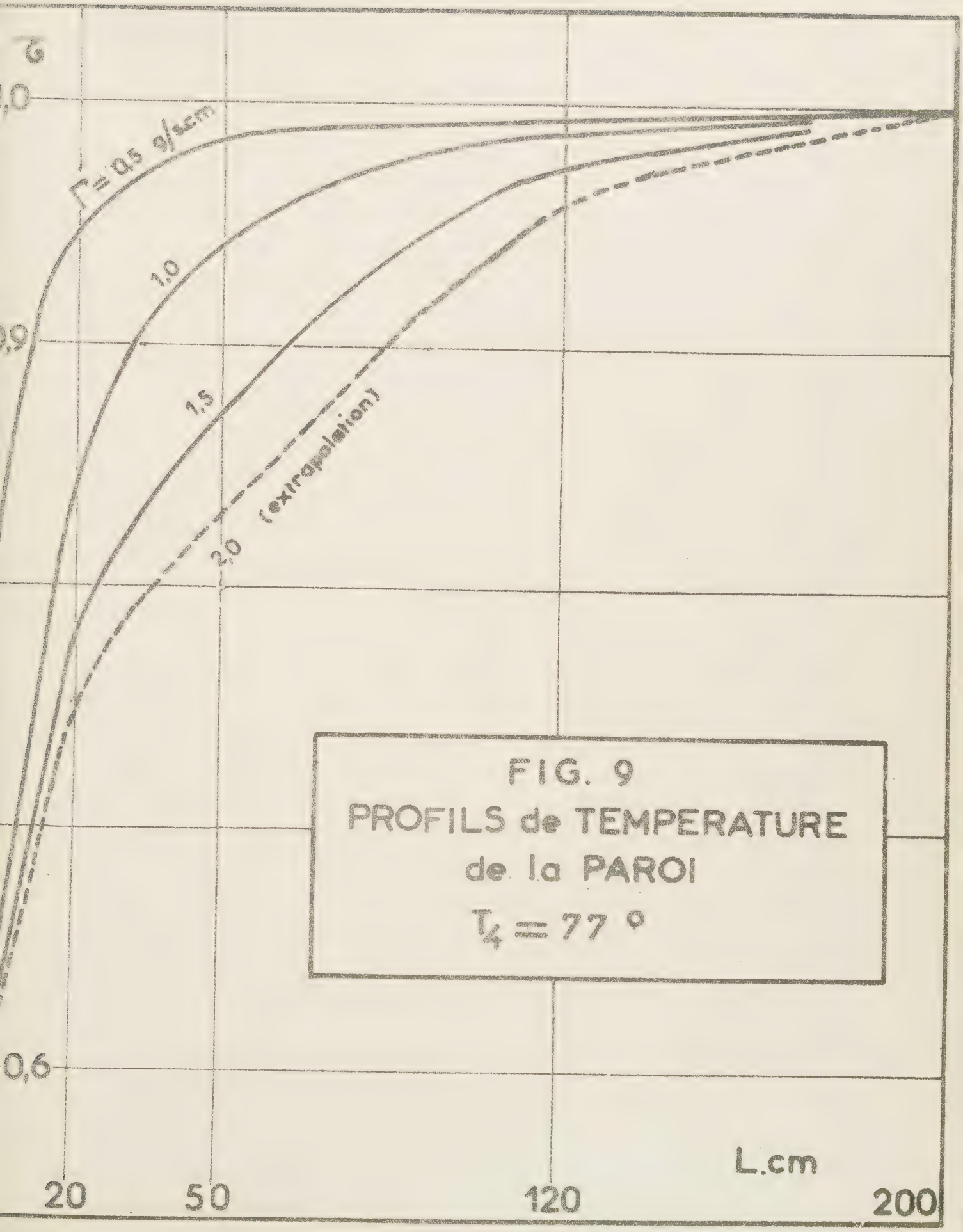


FIG. 9
PROFILS de TEMPERATURE
de la PAROI
$T_4 = 77°$

sur le tube de cuivre qui au contraire peut être considéré comm hydrodynamiquement lisse les effets de la rugosité sont faibles et seules apparaissent les ondulations de type périodiques dûes tant aux pulsations de l'alimentation par déversement qu'aux phénomènes de vagues propres à l'écoulement en film.

Une autre constatation vient corroborer cette explication. On remarquera que le faisceau des quatre courbes relatives aux échanges sur paroi de cuivre (fig.6) est beaucoup moins divergeant que celui que donne la paroi d'acier (fig.3). Si la rugosité du tube d'acier augmente les échanges en favorisant la turbulence interne dans le film (coefficients d'échange plus élevés sur acier que sur cuivre) pour une même surface la fluidité du film permet aux perturbations une amplitude plus forte et augmente la surface du liquide susceptible de condenser la vapeur montant par convection. La fluidite qui est l'inverse de la viscosité est d'autant plus forte que la température est plus elevée et c'est également dans ces conditions que l'évaporation est la plus importante. Il est probable que pour une surface d'acier et pour les fortes temperatures de paroi (77 et 90°) une proportion notable de la vapeur émise par le film soit condensée sur les parties superieures très perturbées de ce même film ..

On note sur les figures 3 et 6 que pour chaque température T_4 la pente de la courbe h (Γ) présente une variation plus ou moins nette. Cette modification de pente observée indique qu'à partir d'un certain débit de film c'est à dire d'un certain nombre de Reynolds il y a changement dans le régime des échanges thermiques. Nous retrouvons là le ou les nombres de Reynolds qui sont mentionnés dans toutes les études récentes sur l'hydrodynamique des films. Nous ne pouvons cependant pas affirmer que le changement de pente relevé pour nos resultats correspond numériquement avec tel ou tel nombre de Reynolds critique cité par un auteur. Nous avons dû en effet adopter une définition assez arbitraire pour le nombre de Reynolds que nous avons utilisé .

Dans le cas de l'échangeur à film tombant nous nous trouvons dans des conditions assez éloignées de celles que l'on peut trouver dans la littérature : condensation d'une vapeur pure ou échanges thermiques sans evaporation. Le film entre dans l'appareil avec un debit G et une température T_1. Il s'échauffe et s' évapore le long du tube et à la sortie de l'échangeur on mesure un débit G(1 - ε) à une température T_2. Quelque soit la défini-

tion du nombre de Reynolds adopté on voit que celui-ci doit varier tout au long de la surface d'échange.

Il existe deux effets antagonistes :

1°) la diminution du débit par évaporation qui tend à faire baisser la valeur du nombre de Reynolds.

2°) l'échauffement qui en diminuant la viscosité tend à l'augmenter.

En relation avec les hypothèses que nous avons faites lors du calcul de la quantité de chaleur échangée (3.4.1) nous avons adopté la définition suivante:

Le nombre de Reynolds sera calculé pour le débit d'entrée considéré à la température T_2 de sortie du film . Ce nombre de Reynolds est supérieur à tous ceux qui peuvent être calculés pour l'écoulement dans le tube mais il est certainement plus représentatif que le nombre de Reynolds calculé dans les conditions d'entrée et plus pratique que celui qui pourrait être évalué à la sortie. Comme nous ne possédons aucune indication sur la variation le long du tube de l'évaporation locale, il n'est pas possible de connaitre à chaque cote le nombre de Reynolds et donc impossible de définir un nombre de Reynolds " moyen" pour l'écoulement. Suivant NUSSELT (28) le nombre de Reynolds pour un film est donné par :

$$R_e = 4 \frac{\Gamma}{\mu}$$

où Γ est le débit par unité de périmètre mouillé. Nous avons adopté cette formule en prenant la valeur de la viscosité à la température T_2 .

4.1.3.2. <u>Quantité de chaleur échangée.</u>

La figure 16 montre l'évolution de la quantité de chaleur échangée en fonction du débit de film avec la température de paroi T_4 pour paramètre.On constate que cette quantité augmente avec le débit de film et avec la température de paroi suivant en cela l'évolution du taux d'évaporation.

Les resultats obtenus en convection naturelle nous ont donc permis de préciser quelques unes des modalités du transfert de chaleur entre une paroi chauffée et un film qui ruisselle à sa surface. Nous retiendrons en particulier la mise en évidence d'une turbulence à l'interface dont les effets sont globalement bénefiques mais qui combinée à la convection naturelle de la vapeur peut gêner les échanges.

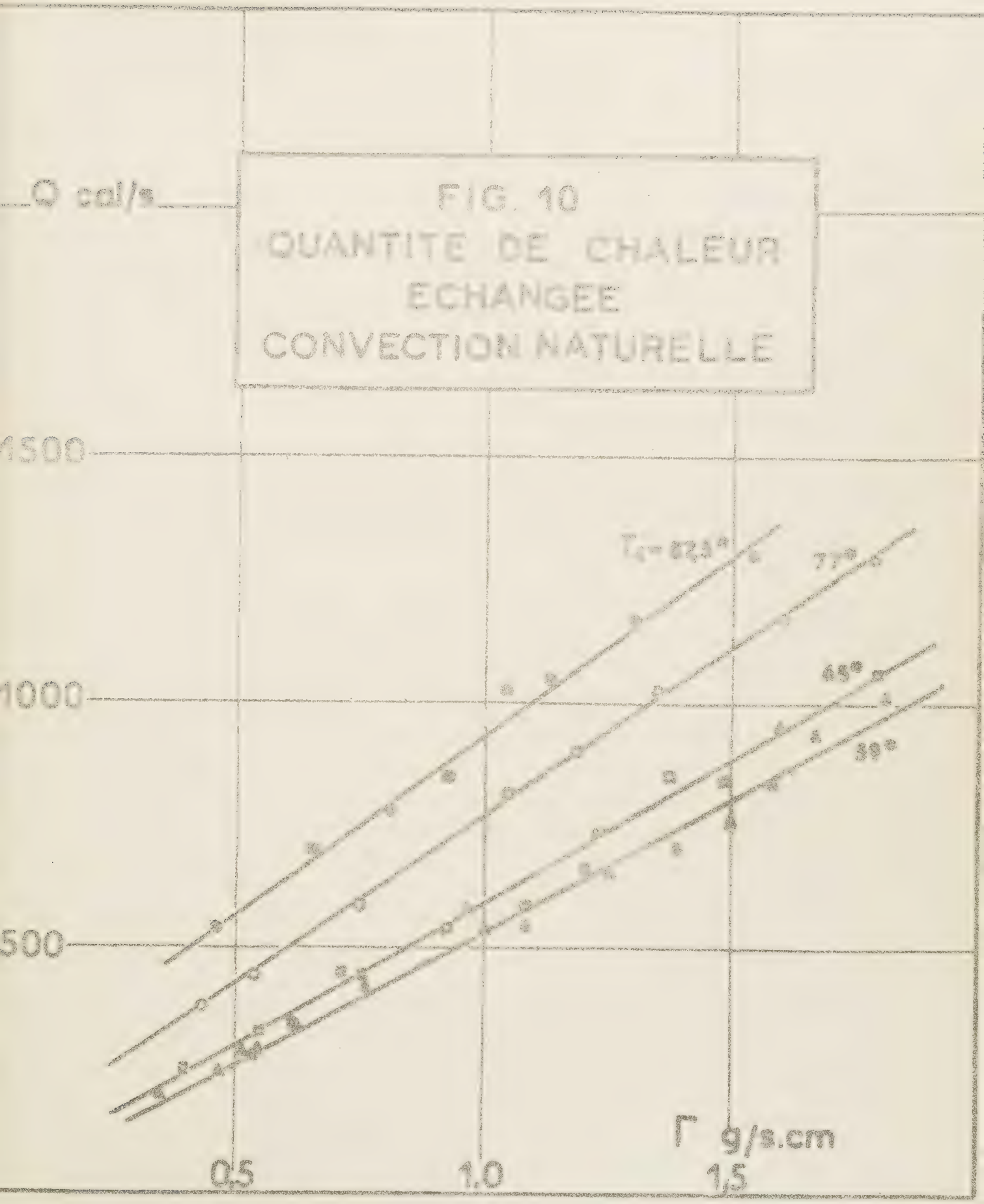


FIG. 10
QUANTITE DE CHALEUR
ECHANGEE
CONVECTION NATURELLE

Dans la seconde partie de ce chapitre nous allons examiner les resultats de l'etude de l'echangeur à film avec convection forcée principalement à co-courant d'eau et d'air.

4.2. MANIPULATION EN CONVECTION FORCEE .

Les resultats relatifs au fonctionnement en convection naturelle d'un échangeur à film nous ont permis de prévoir que les échanges seraient favorisés par un co-courant d'air au contact du film. Ceci explique que sur seize séries de manipulations faites en convection forcée, quinze aient été réservées au co-courant et une seule au contre-courant.

Les quinze séries se répartissent en quatre groupes, chacun d'eux étant caractérisé par une vitesse moyenne d'air determinée dans le tube et comprenant quatre (ou trois) séries effectuées chacune à température de paroi T_4 constante.

Les températures T_4 sont 87,5 - 77 - 65 - 59° C comme pour la convection naturelle et les vitesses débitantes d'air mesurées dans le tube echangeur de 7,5 cm^2 de section droite : 1,57 - 2,64 - 3,40 à 3,87 et 8,00 m/s .

Le troisième groupe de manipulations a été effectué avec le débit maximum du ventilateur. L'air passant au travers de l'echangeur avant d'être aspiré par celui-ci, prend alors une temperature qui varie avec la température de paroi ce qui modifie le débit volumique du ventilateur. La vitesse de passage de 8 m/s a été obtenue à l'aide du surpresseur ROOTS. Dans ces conditions énergiques de convection, il ne nous a pas été possible de procéder aux manipulations à la temperature T_4 = 87,5 °C .

La série effectuée à contre-courant d'eau et d'air a été placée dans des conditions moyennes : température de paroi T_4 =77°C et vitesse d'air u_a = 2,64 m/s.

Les résultats de la convection forcée sont difficiles à présenter car les variations de chaque grandeur mesurée ou calculée en fonction d'une autre grandeur dépend de deux paramètres. Ne pouvant utiliser une représentation dans l'espace, nous avons dû employer des représentations où l'un de ces deux paramètres est fixé à une certaine valeur.

Nous examinerons les résultats sur des graphiques où la variable est le debit de film et les paramètres la température de paroi T_4 et la vitesse de passage de l'air dans l'échangeur u_a.

4.2.I. Coefficient d'échange moyen à la paroi .

La première grandeur dont nous suivrons l'évolution est le coefficient d'échange thermique moyen pour la surface du tube.

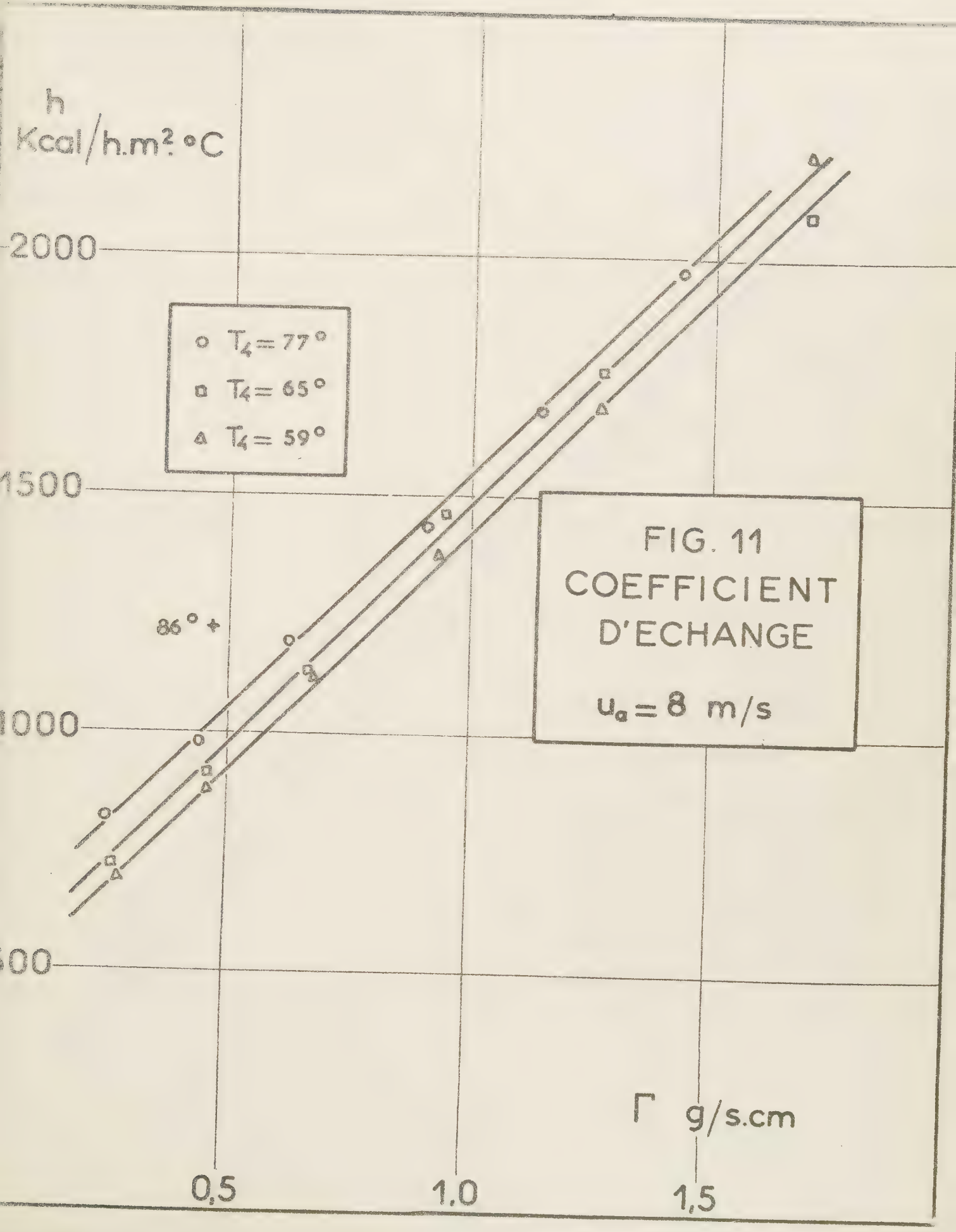
Pour une vitesse d'air u_a fixée, les variations du coefficient d'échange en fonction du débit de film avec la température de bas de paroi T_4 pour paramètre sont complexes.

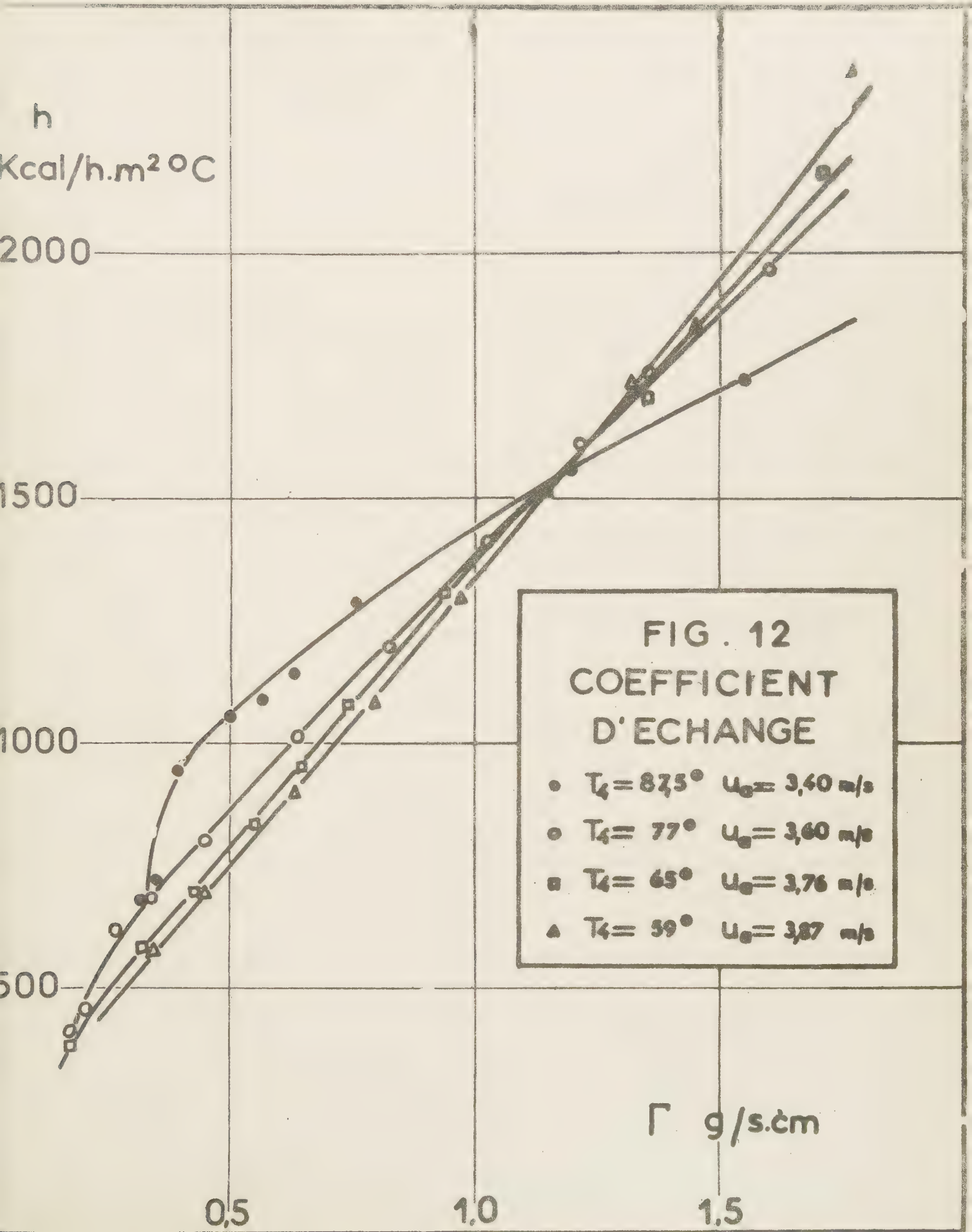
Il apparait que l'effet de la convection à co-courant est de renverser le sens d'évolution du coefficient d'échange en fonction de la température de paroi par rapport à la convection naturelle.

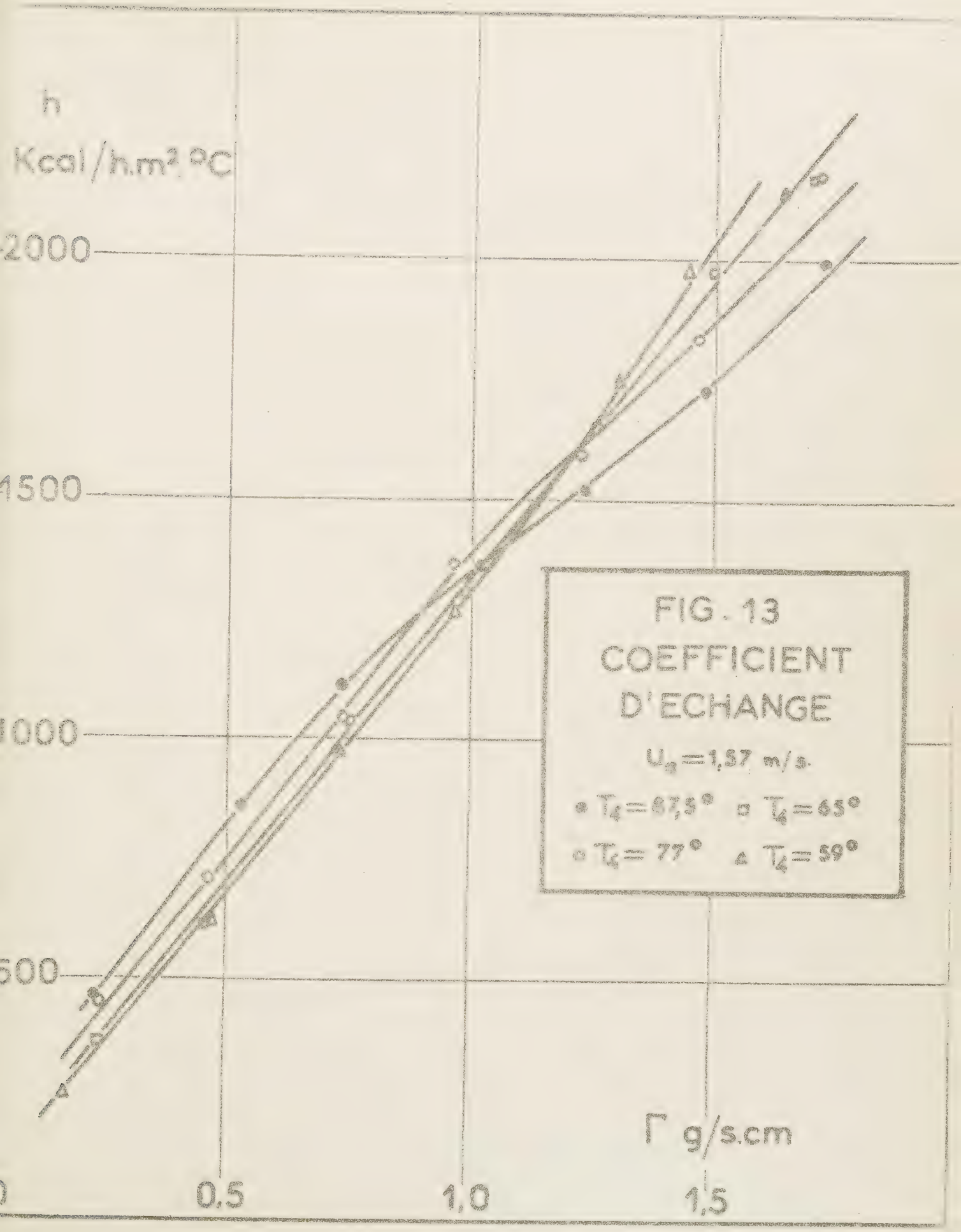
Considérons en effet les groupes de manipulations à vitesse d'air décroissantes : pour u_a = 8 m/s , vitesse la plus élevée les coefficients obtenus pour T_4 = 77°C sont plus forts que ceux obtenus pour T_4 = 65° eux-mêmes supérieurs à ceux relatifs à T_4 = 59°. Un unique essai fait à T_4 = 86° vient confirmer cette assertion par sa position. Pour tous les débits les courbes restent à peu près parallèles les unes aux autres comme le montre la figure II .

Pour u_a variant de 3,40 à 3,87 m/s et pour un débit de film supérieur à 1,2 g/s.cm , on a un étagement des courbes par température de paroi semblable à celui de la convection naturelle. En dessous de ce débit l'ordre des courbes est inversé et dans cette partie pour chaque temperature T_4 on observe une chute très nette du coefficient d'échange à partir d'un débit de film d'autant plus faible que T_4 est faible. Nous supposons que dans le cas des débits de film très petits où l' évaporation est importante, le film ne mouille plus la totalité du périmètre du tube à la base mais se rassemble en un filet. Nous avons observé quelquefois ce phénomène en convection naturelle aux débits les plus faibles essayés. Ceci serait en relation avec le curieux maximum observé pour le taux d' évaporation (fig.18) .

Si nous passons à la vitesse d'air inférieure u_a = 2,64 m/s nous retrouvons une représentation à peu près analogue avec cette fois une zone de croisement des courbes situées entre 0,9 et 1 g/s.cm. Enfin pour la vitesse d'air la plus basse (u_a = 1,57 m/s) l'aspect du réseau de courbes est différent des autres (fig. 13). On y voit une zone de croisement très confuse et très étendue (de 0,8 à 1,2 g/s.cm) .


h
Kcal/h.m².°C
2000
1500
1000
500
○ T4 = 77°
□ T4 = 65°
△ T4 = 59°
86° +
Γ g/s.cm
0,5
1,0
1,5
FIG. 11
COEFFICIENT
D'ECHANGE
ua = 8 m/s


h
Kcal/h.m² °C
2000
1500
1000
500
Γ g/s.cm
0,5
1,0
1,5
FIG. 12
COEFFICIENT
D'ECHANGE
• T4 = 87,5° u0 = 3,40 m/s
○ T4 = 77° u0 = 3,60 m/s
□ T4 = 65° u0 = 3,76 m/s
▲ T4 = 59° u0 = 3,87 m/s


h
Kcal/h.m².°C
2000
1500
1000
500
0
0,5
1,0
1,5
Γ g/s.cm
FIG. 13
COEFFICIENT
D'ECHANGE
$U_a = 1,57$ m/s.
$T_4 = 87,5°$
$T_4 = 65°$
$T_4 = 77°$
$T_4 = 59°$

Pour $\Gamma > 1,2$ g/s.cm, la représentation présente l'étagement type de la convection naturelle et en dessous de 0,8g/s.cm la disposition inverse. Il n'est pas illogique de penser que la vitesse d'air $u_o = 1,57$ m/s doit équilibrer à peu près la vitesse de convection naturelle de l'air. On n'a donc plus un régime de convection forcée : les régions sont moins tranchées, les transitions deviennent floues et occupent des plages importantes du domaine des débits.

Examinons maintenant les résultats expérimentaux regroupés par température de bas de paroi T_4 constante. Pour les quatre températures utilisées 87,5 - 77 - 65 et 59°C les figures 14, 15 et 16 montrent l'évolution du coefficient d'échange en fonction du débit de film avec pour paramètre la vitesse de convection . Le réseau tracé pour $T_4 = 65$ n'a pas été reproduit ici car il est très semblable à celui que donne la température $T_4 = 77°$. Nous avons adjoint à chaque graphique la courbe que nous a donné l'expérience en convection naturelle. Sur la figure 15 nous avons porté également les résultats obtenus pour la convection à contre-courant.

On constate tout d'abord que le coefficient d'échange moyen du film en convection forcée à co-courant est très supérieur au coefficient d'échange moyen du même film en convection naturelle. L'écart est d'autant plus marqué que d'une part la température de paroi est plus élevée et d'autre part que le débit du film est plus faible.

Ce résultat vient appuyer l'hypothèse de la condensation partielle sur le film froid de la vapeur montant par convection naturelle. Le gain le plus intéressant sur l'efficacité des échanges se situe précisément dans les régions où l'évaporation est la plus intense et les perturbations qui multiplient les possibilités de recondensation de la vapeur les plus fortes.

Pour chaque température de paroi, le faisceau des courbes donné par la convection forcée tend à converger et le débit correspondant à la zone de croisement semble augmenter avec la température.

A température T_4 constante les coefficients d'échange varient peu en fonction de la vitesse de passage de l'air si celle-ci n'est pas trop élevée. Le gain obtenu sur le coefficient d'

échange en augmentant le débit de l'air est d'autant plus faible que le débit de film est plus grand et la température de paroi est plus basse. Sur la figure 16 on voit que, exception faite pour u_a = 8 m/s , les pointsreprésentatifs des manipulations en convection forcée sont à peu près sur une même courbe.Pour 1,75 g/s.cm les résultats de convection naturelle égalent ceux de convection forcée.

Il parait donc établi que jusqu'aux vitesses d'air de l'ordre de 3,50 m/s la convection forcée ne modifie pas profondément le mécanisme de transmission de chaleur dans le film mais se borne à empêcher la remontée de vapeur dans le tube et la condensation partielle de celle-ci sur les parties supérieures froides du film . Les forces de frottement à la surface du film commandent alors concurremment avec les forces de frottement à la paroi le mécanisme d'écoulement du film et le régime de transfert thermique.

Pour la convection forcée à contre-courant, on voit après examen de la figure 15, que le gain obtenu sur le coefficient d'échange en convection naturelle est à peu près nul. Les résultats sont légèrement supérieurs à ces derniers pour $\Gamma <$ 1,2 g/s.Cm environ, puis inférieurs à ceux-ci pour les débits plus forts.L'emploi du contre- courant serait intéressant par rapport à la convection naturelle au point de vue du taux d'évaporation mais là encore, comme on le verra plus loin, le co-courant est bien plus avantageux.

On peut seulement remarquer que la vitesse de convection naturelle doit être inférieure à 2,64 m/s car les coefficients d'échange ne sont supérieurs à ceux de la convection naturelle que pour les débits les plus faibles des expériences en convection à contre-courant , c'est à dire dans le domaine où l'évaporation est la plus intense. La fraction de vapeur recondensée est plus petite parce que la vitesse de passage en convection forcée est plus forte qu'en convection naturelle.

4.2.2. Quantité de chaleur échangée à la paroi et taux d'évaporation.

Pour une même vitesse d'air la quantité totale de bhaleur échangée à la paroi croît avec le débit de film Γ et avec la température à la base du tube.

Le taux d'évaporation (fig.18 et 19) augmente aussi avec

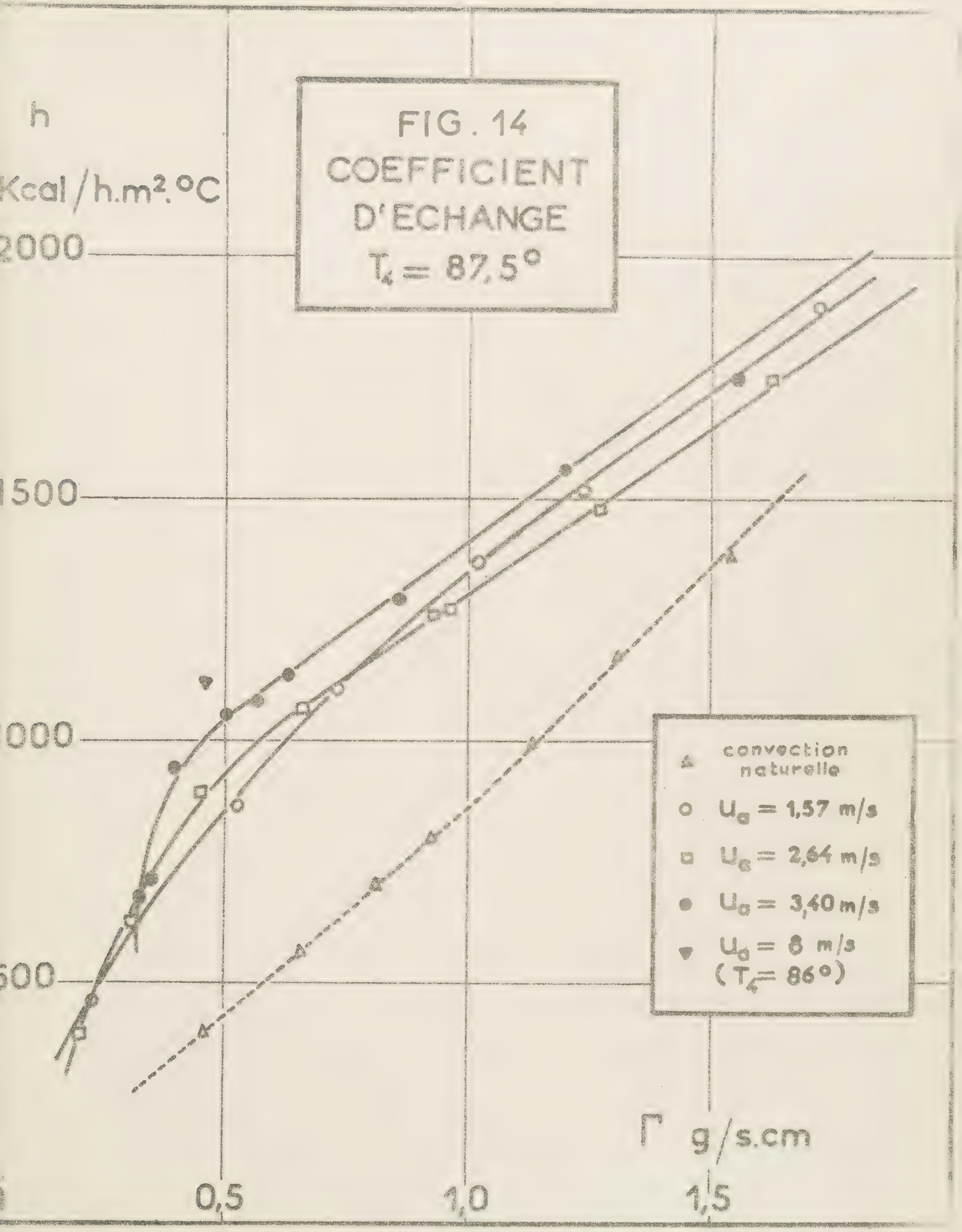


FIG. 14
COEFFICIENT
D'ECHANGE
$T_4 = 87,5°$
h
Kcal/h.m².°C
2000
1500
1000
500
convection naturelle
$U_a = 1,57$ m/s
$U_a = 2,64$ m/s
$U_a = 3,40$ m/s
$U_a = 8$ m/s
($T_4 = 86°$)
Γ g/s.cm
0,5
1,0
1,5

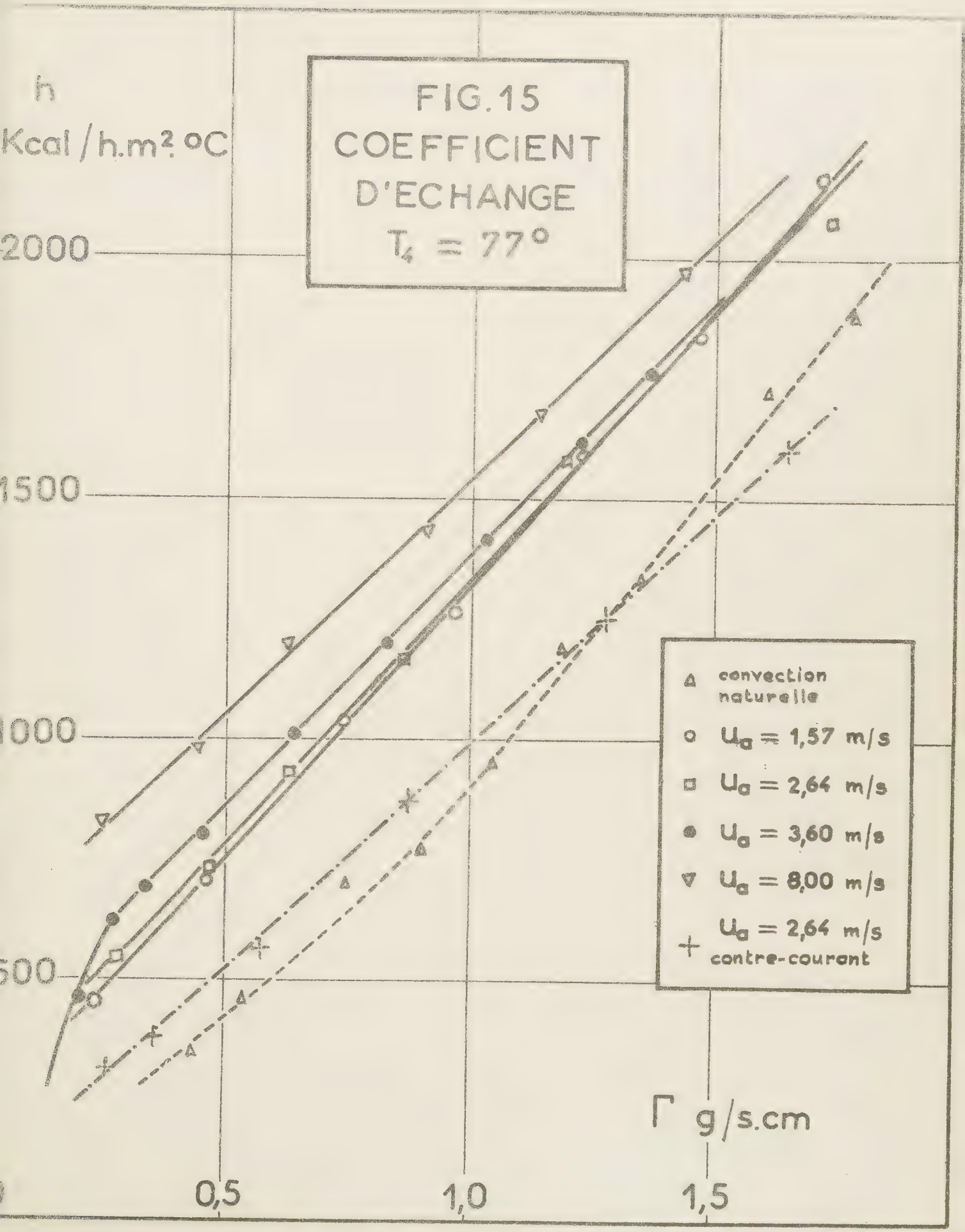


FIG. 15
COEFFICIENT
D'ECHANGE
$T_4 = 77°$
h
Kcal / h.m² °C
2000
1500
1000
500
0
0,5
1,0
1,5
Γ g/s.cm
convection naturelle
$U_a = 1,57$ m/s
$U_a = 2,64$ m/s
$U_a = 3,60$ m/s
$U_a = 8,00$ m/s
$U_a = 2,64$ m/s contre-courant

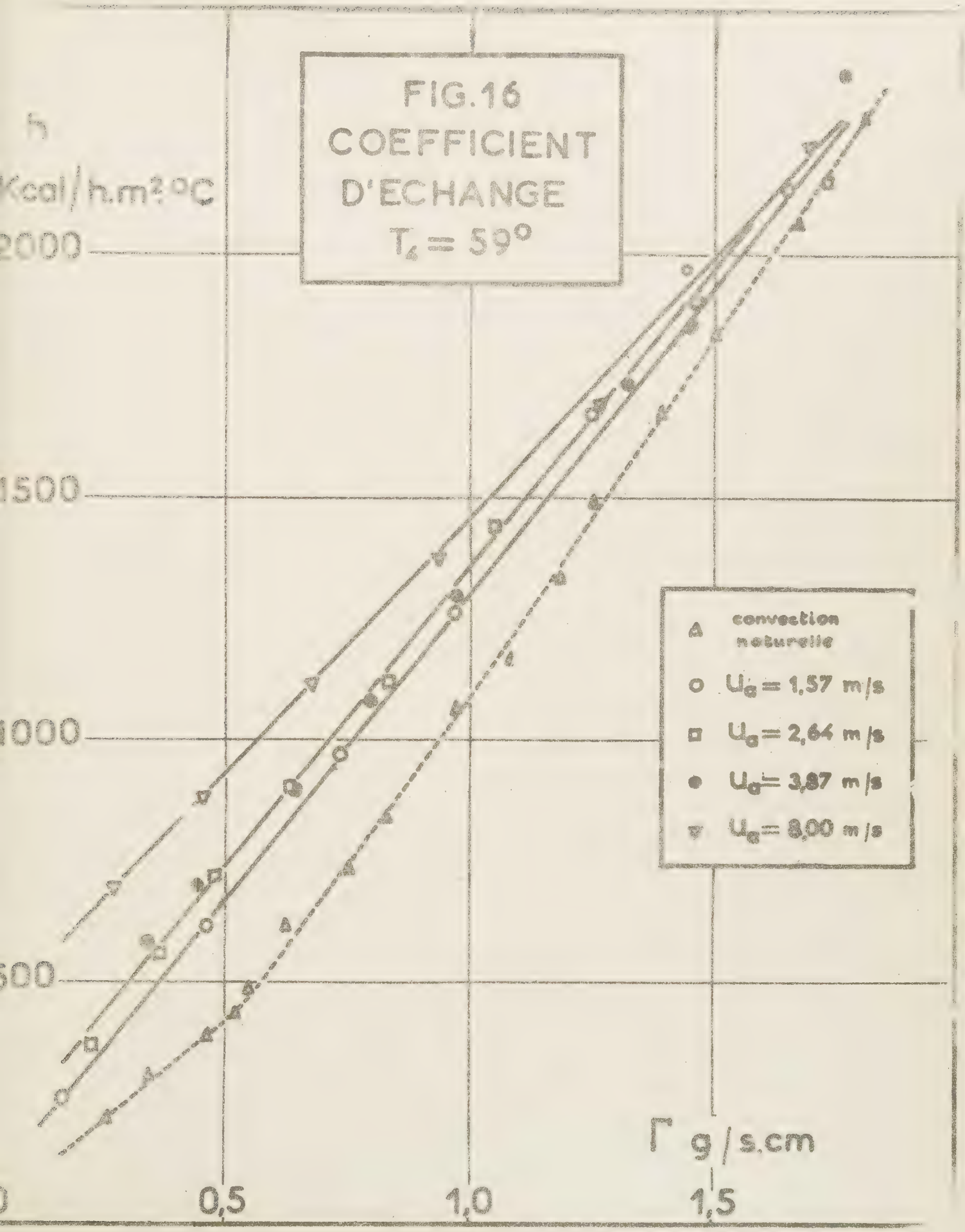


FIG.16
COEFFICIENT
D'ECHANGE
$T_4 = 59°$
h
Kcal/h.m².°C
2000
1500
1000
500
0
0,5
1,0
1,5
Γ g/s.cm
convection naturelle
$U_a = 1,57$ m/s
$U_a = 2,64$ m/s
$U_a = 3,87$ m/s
$U_a = 8,00$ m/s

la température de paroi mais décroît avec le débit du film.

Pour la vitesse d'air u_a = 3,40 m/s et la température T_4 = 87,5° la courbe $\varepsilon = f(\Gamma)$ (fig.18) présente un maximum pour Γ voisin de 0,4 g/s/cm. C'est le seul cas de ce genre que nous ayons rencontré dans nos manipulations. On peut expliquer ce maximum en supposant qu'en dessous de ce débit le film ne couvre plus la totalité du tube dans sa partie inférieure ce qui réduit la surface d'évaporation. A plus grande vitesse d'air, il serait logique de retrouver un maximum pour l'évaporation. Or pour T_4 = 77° et u_a = 8 m/s, la courbe $\varepsilon = f(\Gamma)$ reste monotone dans le domaine des débits explorés. Il est possible que l'entrainement partiel (primage) du film à vitesse d'air élevée masque le phénomène. Cependant n'ayant pas pu manipuler à la température T_4 = 87,5° pour la vitesse d'air de 8 m/s nous ne pouvons tirer de conclusions définitives sur cette observation.

Pour une température de paroi déterminée la quantité de chaleur échangée à la paroi croît avec la vitesse de passage de l'air dans le cas de la convection à co-courant et ce d'autant plus fortement que la température T_4 est plus élevée. Cette augmentation est dûe uniquement à l'élévation du taux d'évaporation car la température de sortie du film T_2 décroît avec la vitesse d'air (fig 20) .

La figure 17 permet de comparer les quantités de chaleur échangées pour les différents régimes de convection utilisés.Nous avons choisi T_4= 77° pour pouvoir y adjoindre la courbe correspondant aux essais faits à contre-courant ; cette dernière rejoint la courbe relative à la convection naturelle vers Γ = 1,8 g/s.cm. Pour la co-courant on remarque que les courbes restent sensiblement parallèles entre elles.

Une représentation du taux d'évaporation en fonction du débit de film pour la même température T_4 = 77° permet de suivre l'évolution de cette grandeur lorsqu'on fait varier la vitesse de convection. Tous les taux d'évaporation mesurée en convection forcée , y compris en convection à contre-courant, sont supérieurs à ceux obtenus en convection naturelle. Le taux d'évaporation est d'autant plus élevé que la vitesse de passage de l'air est plus grande. La vitesse relativement faible (2,64 m/s) utilisée dans nos essais à contre-courant n'empêche pas complètement une recondensation partielle de la vapeur émise puisque les résultats sont

inférieurs à ceux obtenus pour la même vitesse d'air mais à co-courant. Ils sont numériquement comparables avec les résultats des manipulations effectuées à co-courant avec u_a = 1,57 m/s.

4.2.3. Profil de température de la paroi.

Comme dans le cas des manipulations en convection naturelle, le relevé des températures le long de la paroi nous a permis de tracer les profils de température de celle-ci en fonction de la longueur d'écoulement avec pour paramètre le débit de film.

Pour des températures de bas de paroi assez faibles(T_4=65° et 59° C) et pour des vitesses d'air inférieures à 8 m/s,les profils obtenus présentent le même aspect que ceux dont nous avons donné un exemple lors de la présentation des résultats en convection naturelle.

Nous décrivons les profils sur des représentations où la température réduite τ est portée en ordonnée en fonction de la longueur L parcourue dans le tube échangeur. Nous distinguons une partie à pente très forte qui marque la rapide augmentation de température au début de l'écoulement puis une espèce de palier où la température croît lentement pour atteindre la température de bas de paroi T_4 pour L = 200 cm.

Pour une température de paroi donnée et pour une même vitesse d'air le profil possède une courbure d'autant plus forte que le débit de film est plus faible. Lorsque ce débit augmente on note une évolution vers un profil de plus en plus tendu entre 0 et 200 cm.

Pour une même vitesse d'air et pour des températures de paroi différentes, la pente de la première partie des courbes est d'autant plus forte que T_4 est plus élevé. Le réseaundes courbes établies pour les différents débits de film se resserre lorsque la température de paroi augmente.

Ce qui différencie ces profils de ceux tracés pour la convection naturelle c'est la longueur d'établissement thermique qui augmente avec la vitesse de passage à l'air. A mesure que la convection se fait plus énergique, on atteint l'établissement du régime pour des longueur d'écoulement de plus en plus grandes.

Les profils de température que nous venons de décrire ont une allure que nous pourrions appeler " normale ".Si nous

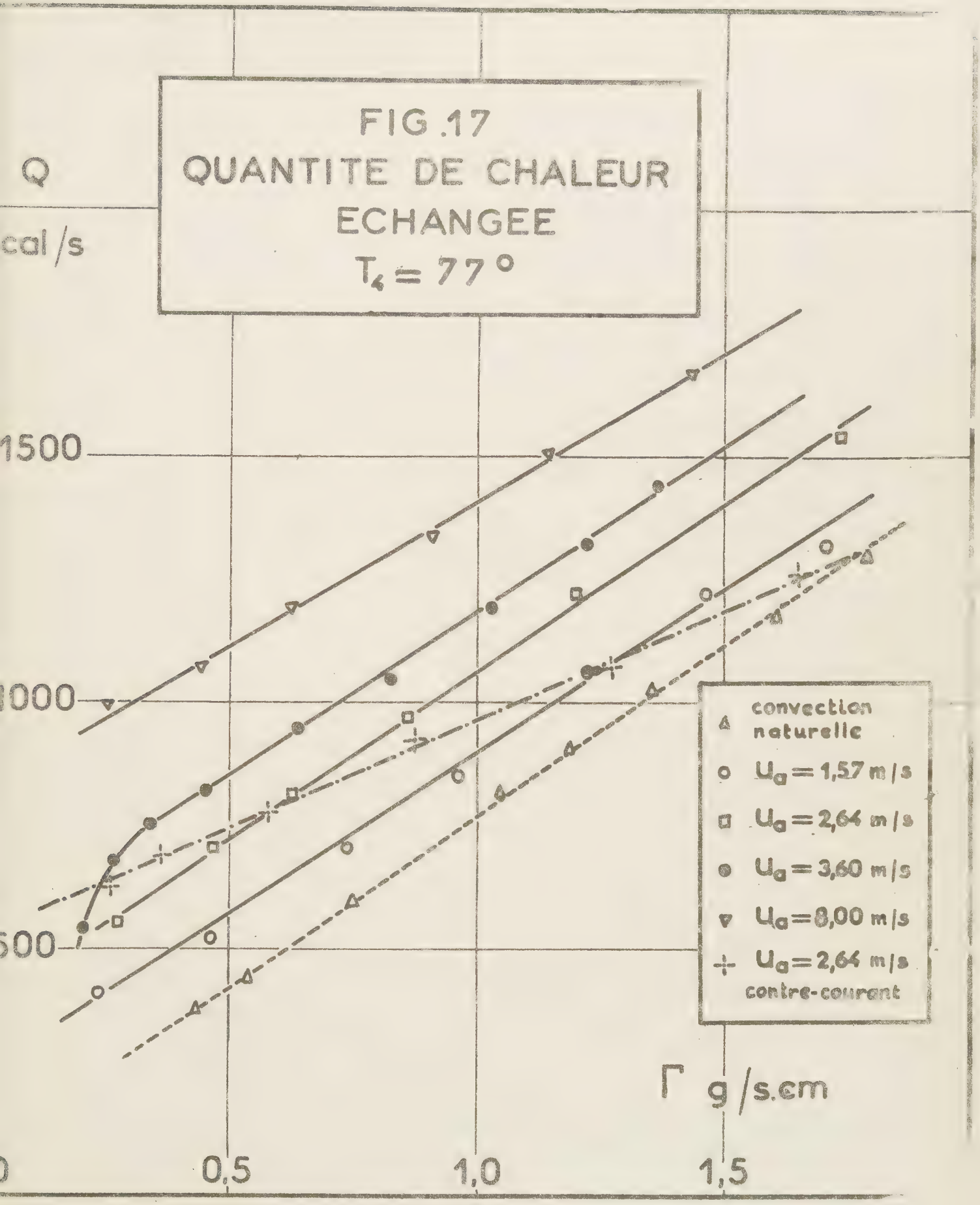


FIG.17
QUANTITE DE CHALEUR
ECHANGEE
$T_4 = 77°$
Q
cal/s
1500
1000
500
0
0,5
1,0
1,5
Γ g/s.cm
convection naturelle
$U_a = 1,57$ m/s
$U_a = 2,64$ m/s
$U_a = 3,60$ m/s
$U_a = 8,00$ m/s
$U_a = 2,64$ m/s contre-courant

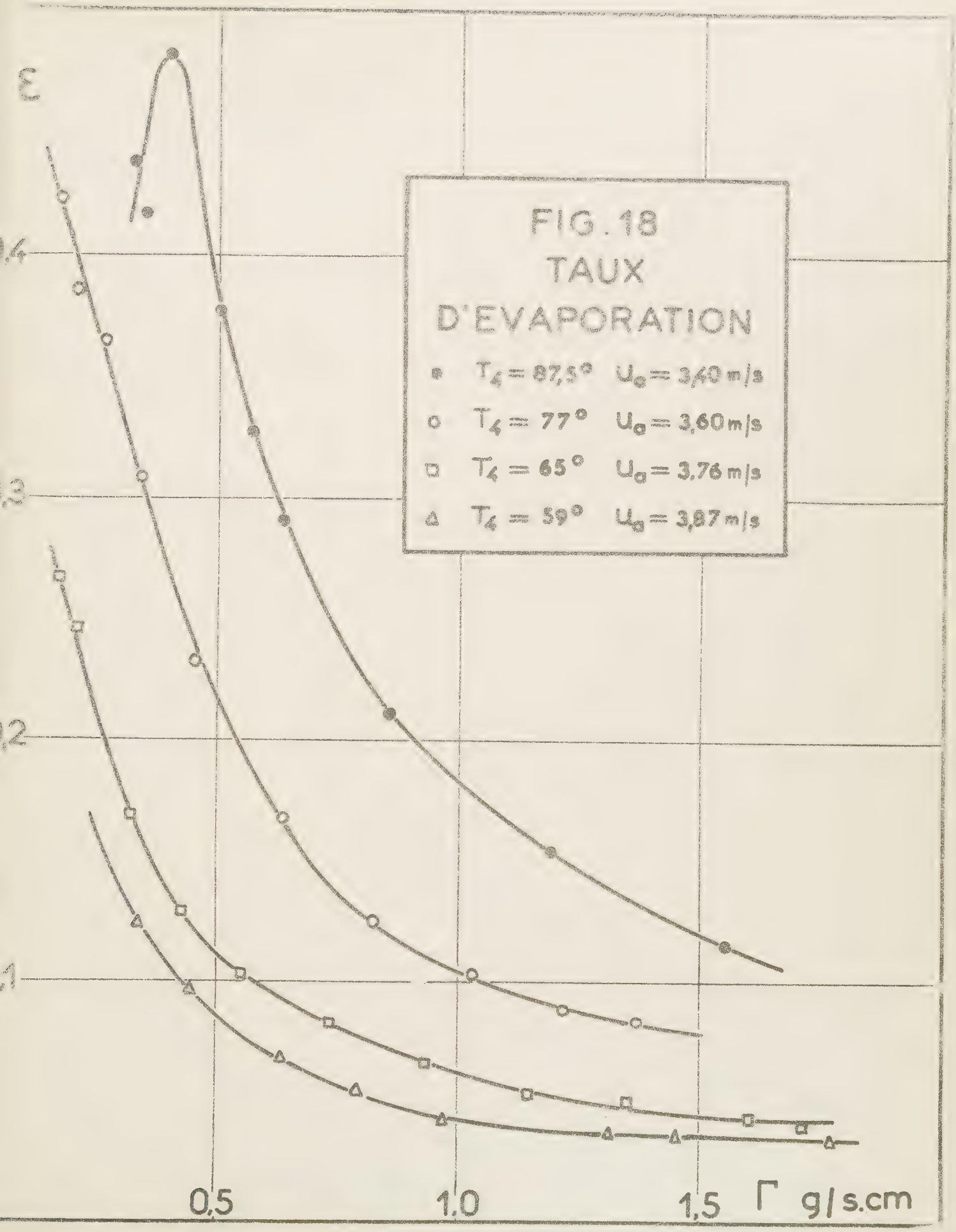


FIG. 18
TAUX
D'EVAPORATION
● $T_4 = 87,5°$ $U_a = 3,40$ m/s
○ $T_4 = 77°$ $U_a = 3,60$ m/s
□ $T_4 = 65°$ $U_a = 3,76$ m/s
△ $T_4 = 59°$ $U_a = 3,87$ m/s
ε
0,4
0,3
0,2
0,1
0,5
1,0
1,5
Γ g/s.cm

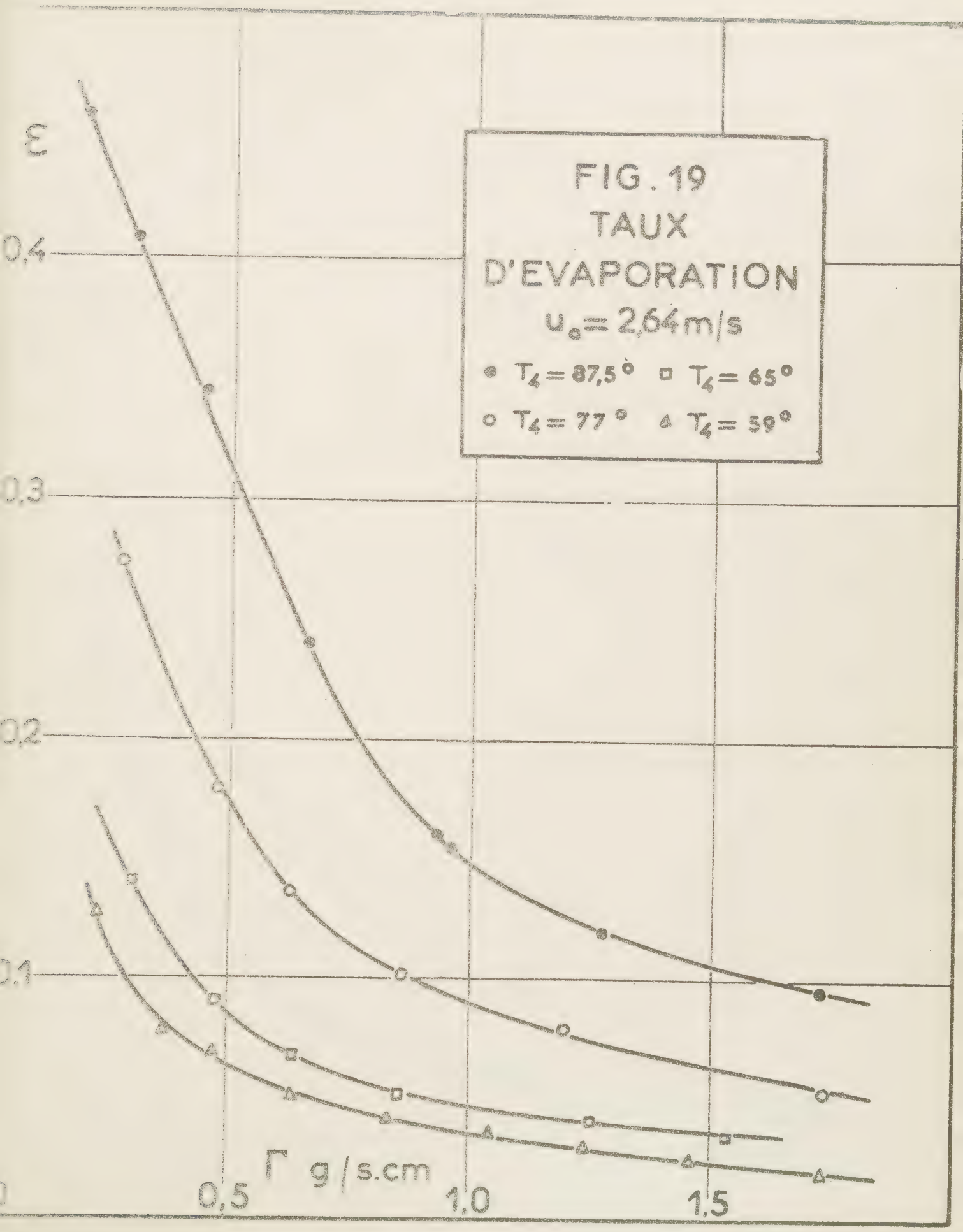


FIG. 19
TAUX
D'EVAPORATION
$u_a = 2{,}64$ m/s
● $T_4 = 87{,}5°$ □ $T_4 = 65°$
○ $T_4 = 77°$ △ $T_4 = 59°$
ε
0,4
0,3
0,2
0,1
Γ g/s.cm
0,5
1,0
1,5

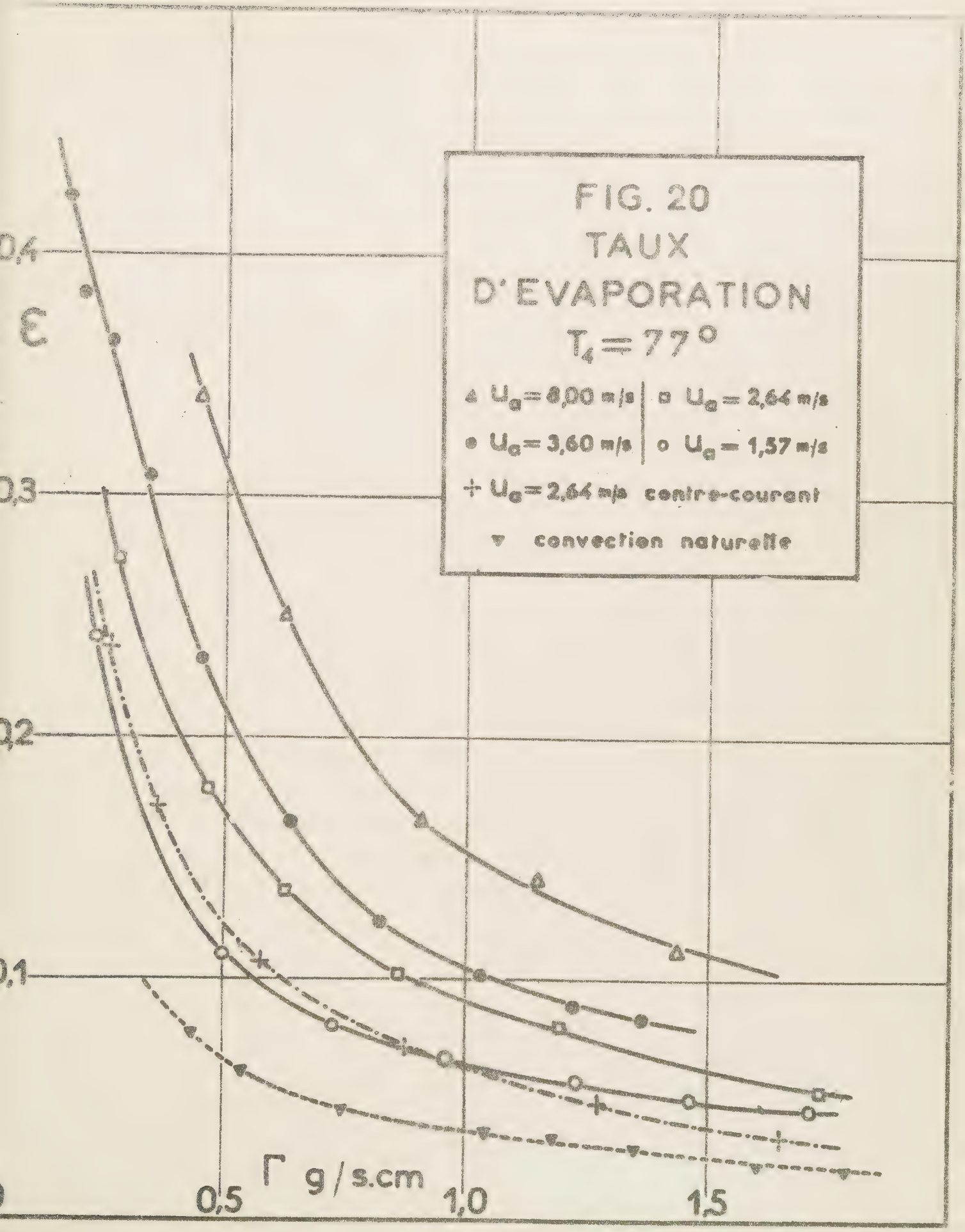


FIG. 20
TAUX
D'EVAPORATION
$T_4 = 77°$
▲ $U_a = 8,00$ m/s
□ $U_a = 2,64$ m/s
● $U_a = 3,60$ m/s
○ $U_a = 1,57$ m/s
+ $U_a = 2,64$ m/s contre-courant
▼ convection naturelle
ε
0,4
0,3
0,2
0,1
0
0,5
1,0
1,5
Γ g/s.cm

examinons à présent les profils donnés par les expériences à forte température de paroi nous remarquons des anomalies.

Pour les faibles débits de film et les vitesses de passage de l'air importantes la région du profil des températures pour $L > 50$ cm présente une inflexion, puis la vitesse de convection augmentant, un maximum et un minimum, le premier de ces extremums autour de $L = 50$ cm et le second vers $L = 120$ cm. Cet effet est d'autant plus marqué que T_4 est élevé et la vitesse de convection de l'air forte. Sur la figure 21 nous avons rassemblé les profils de température de paroi relevés pour $T_4 = 77°C$ et les viresses d'air $u_a = 1,57 - 2,64$ et 8 m/s. Les profils se groupent endeux réseaux tracés pour les débits de film $\Gamma = 0,5$ et $\Gamma = 1,5$ g/s.cm.

Pour $\Gamma = 1,5$ g/s.cm, les profils ont une allure "normale " la courbure ne changeant pas de sens . Mais pour $\Gamma = 0,5$ g/s.cm il n'en va pas de même : le profil donné pour $u_a = 1,57$ m/s présente un point d'inflexion vers $L = 80$ cm et pour $u_a = 2,64$ et 8m/s on peut tracer les deux extremums mentionnés plus haut. Cette allure des profils peut s'interpréter ainsi : pour les faibles débits de film et les fortes vitesses de convection l'évaporation est intense particulièrement dans la partie inférieure du tube la plus chaude. Il est donc possible qu'à ce niveau le flux calorifique passant de la paroi vers le film que nécessite cette évaporation massive provoque une diminution de la température de paroi. Cet effet doit être d'autant plus net que le débit de film à cet endroit est plus petit. Le taux d'évaporation augmentant avec la vitesse de convection, on constate bien que le profil de température de la paroi est d'autant plus " creusé " que le débit résiduel de film dans la partie inférieure de l'échangeur est plus petit.

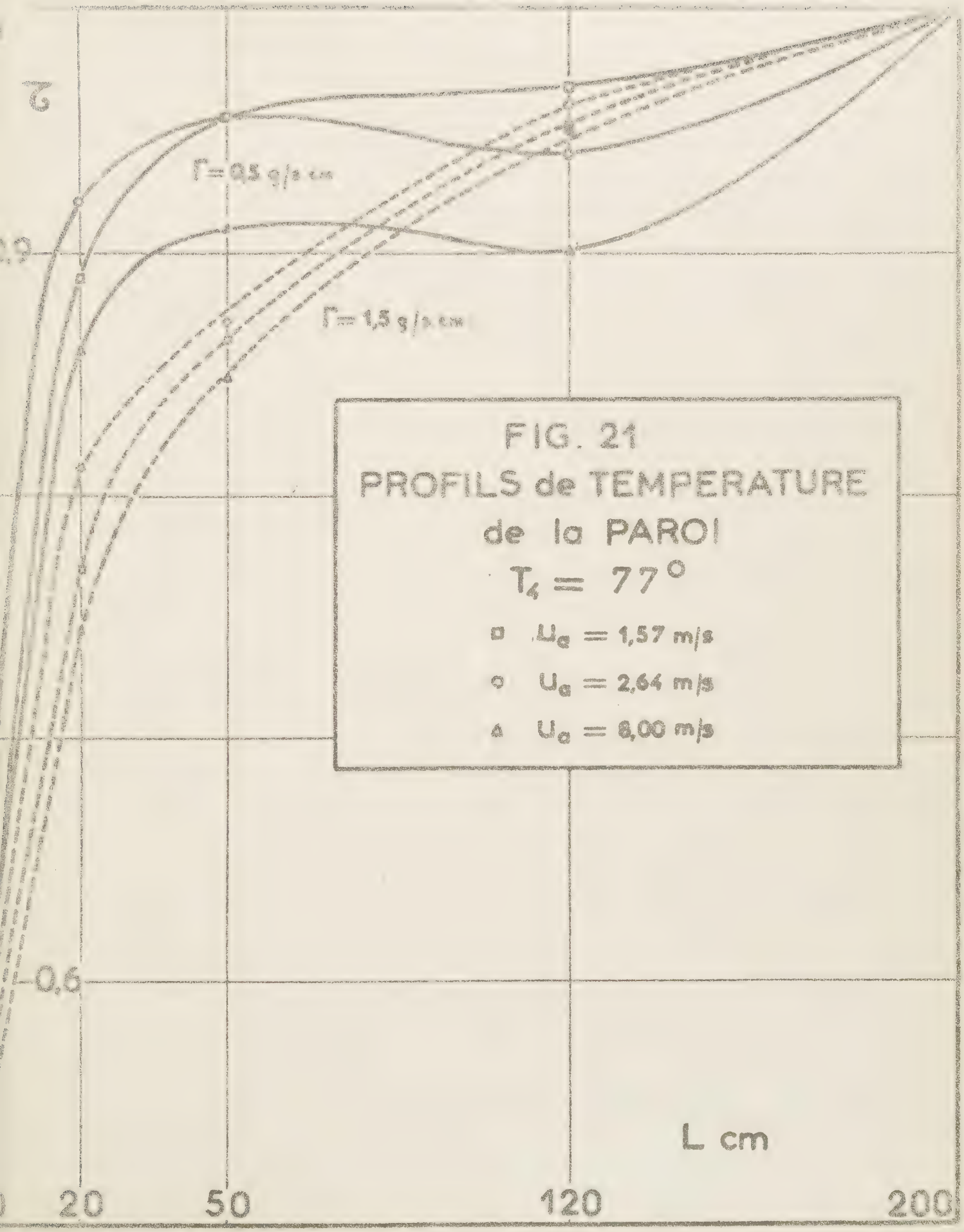


FIG. 21
PROFILS de TEMPERATURE
de la PAROI
$T_4 = 77°$

□ $U_a = 1,57$ m/s

○ $U_a = 2,64$ m/s

△ $U_a = 8,00$ m/s

CHAPITRE V

DISCUSSION DES RESULTATS

Dans le chapitre précédent nous avons présenté et commenté les resultats expérimentaux obtenus à l'aide de deux appareils à tube d'acier et à tube de cuivre. Il nous reste maintenant à analyser ces résultats pour en tirer des renseignements sur le mécanisme des échanges thermiques dans le cas d'un écoulement en film.

Dans une première partie sera exposée la recherche effectuée pour l'obtention d'une représentation de nos résultats sous forme adimensionnelle.

La discussion des résultats, leur comparaison avec ceux donnés par diverses études théoriques occuperont la seconde partie.

Puis nous proposerons les conclusions auxquelles nous a conduit cette étude critique.

5.1. REPRESENTATION ADIMENSIONNELLE DES RESULTATS.

L'analyse développée au chapitre II nous a permis de recenser les groupes sans dipension qui interviennent dans la formulation de la loi physique représentant les résultats expérimentaux

Nous avons ainsi trouvé :

$$Nu_L = \frac{h_c L}{\lambda} \quad , \quad Re = \frac{4\Gamma}{\mu} \quad , \quad Pr = \frac{c\mu}{\lambda} \quad ; \quad \Pi_D = \frac{D}{L} \quad ; \quad \Pi_{\ell_v} \equiv \frac{\ell_v \mu}{\lambda \Delta\theta} \quad ,$$

$$R_a = \frac{D u_a \rho_a}{\mu_a} \quad \text{et} \quad Gr = \frac{g \beta \Delta\theta' D^3}{\nu^2} \quad .$$

Le nombre de Reynolds de l'air intervient dans le cas de la convection forcée et le nombre de Grashof dans celui de la convection naturelle.

Nous avons posé que la loi physique pouvait s'écrire sous

la forme d'une " loi limite " selon ESNAULT-PELTERIE, soit :

$$Nu_L = A \; Re^x \; Pr^y \; \Pi_{\ell_v}{}^z \; \Pi_D{}^t \; Re_a{}^u$$

pour la convection forcée et :

$$Nu_L = A' \; Re^{x'} Pr^{y'} \Pi_{\ell_v}{}^{z'} \Pi_D{}^{t'} \; Gr^{u'}$$

pour la convection naturelle.

Pour un appareil donné $\frac{D}{L} = \Pi_D$ est une constante aussi la forme de la loi limite se réduit à .

$$Nu_L = A \; Re^x \; Pr^y \; \Pi_{\ell_v}{}^z \; Re_a{}^u$$

et :

$$Nu_L = A' \; Re^{x'} Pr^{y'} \Pi_{\ell_v}{}^{z'} \; Gr^{u'}$$

Nos expériences permettent de calculer chacun des groupements Nu_L , Re , Pr et Π_{ℓ_v} pour le liquide , Re_a ou Gr pour l'écoulement gazeux. Il reste donc à déterminer A,x,y,z, et u (ou A',x' , y', z' et u').

Théoriquement la solution du problème de convection forcée revient à trouver les coefficients A, x,y,z,u, qui vérifient au mieux l'équation :

$$\log Nu_L = \log A + x \log Re + y \log Pr + z \log \Pi_{\ell_v} + u \log Re_a$$

On dispose de Q groupes de valeurs : Nu_L , Re, Pr, Π_{ℓ_v} , Re_a .

On construit la fonction :

$$\Phi (A, x,y,z,u) =$$

$$\sum_{i=1}^{Q} \left[\log Nu_i - (\log A = x \log Re_i + y \log Pr_i + z \log \Pi_{\ell_v} + u \log Re_{ai}) \right]$$

et le problème revient à calculer les A,x,y,z,u, qui rendant minimale cette expression Φ ,selon la méthode des moindres carrés.

Ceci revient à résoudre le système linéaire :

$$\left[\begin{array}{l} \dfrac{\partial(\Phi)}{\partial(\log A)} = 0 \\ \dfrac{\partial(\Phi)}{\partial x} = 0 \\ \dfrac{\partial \Phi}{\partial y} = 0 \\ \dfrac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \\ \dfrac{\partial \Phi}{\partial u} = 0 \end{array} \right.$$

système qui s'écrit :

$$[U]\alpha = \beta \qquad \alpha = \begin{Bmatrix} A \\ x \\ y \\ z \\ u \end{Bmatrix}$$

$[U]$ est la matrice symétrique des u_{ij} :

$$u_{ij} = \sum_{k=1}^{Q} [A_i \; A_j]_k$$

où : $A_1 = 1$, $A_2 = \log Re$, $A_3 = \log Pr$, $A_4 = \log$, $A_5 = \log Re_a$ et $A_6 = \log Nu$.

β est une matrice colonne dont les composantes sont :

$$\sum_{k=1}^{Q} A_6 A_i \qquad i = 1 \text{ à } 5 .$$

La résolution numérique de ce système a été effectuée à l'aide d'une machine IBM 650 du Centre de Calcul Automatique de l'Université de Nancy , d'une part, et à l'aide d'une calculatrice IBM 1620 du Centre de Calcul IBM de Metz , d'autre part.

Les résultats relatifs aux manipulations de convection naturelle et forcée sur tube cuivre ont été traitée sur IBM 1620 et ceux de convection naturelle sur tube acier, antérieurs à tous les autres, sur IBM 650.

Ces calculs n'ont pas fourni directement les valeurs de A,x,y,z,u car la matrice U est rendue singulière du fait des très faibles variations du nombre de Prandlt : $2 < Pr < 3,4$.

Les indications immédiates que nous avons pu tirer des résultats de ces calculs sont les valeurs del'exposant du nombre de Reynolds du film qui ont été trouvées sans ambiguïté égales à:

$x' = 1$ pour la convection naturelle ,

$x = 0,8$ pour la convection forcée.

Les calculs ont été poursuivis mi-graphiquement mi-numériquement. En reportant en échelles logarithmiques le nombre de NUSSELT en fonction d'un des groupements on peut mesurer une pente qui donne une idée de l'exposant de ce groupement et surtout le signe de cet exposant. Nous avons ainsi déterminé que le nombre de Reynolds de l'air intervient à une puissance positive et le nombre de Grashof à une puissance négative.

Nous avons ensuite calculé les valeurs des groupements :

$$X = Re^{x}\, Pr^{y}\, \Pi_{\rho_v}{}^{z}\, Re_a^{u} \qquad \text{ou} \qquad Re^{x'}\, Pr^{y'}\, \Pi_{\rho_v}{}^{z'}\, Gr^{u'}$$

$$A = Nu_L/X$$

avec $x = 0,8$ et $x' = 1$.

Pour chaque série des valeurs x,y,z,u, ou x',y',z',u', nous calculons la valeur moyenne de la constante A soit $\bar{A}$ et la dispersion extrémale des résultats autour de $\bar{A}$ ceci par la relation suivante :

$$\frac{\Delta A}{\bar{A}} = \frac{A_{Max} - A_{min}}{\bar{A}}$$

Nous avons exclu certaines manipulations qui s'écartent systématiquement de la valeur $\bar{A}$ quelques soient les exposants choisis. Il s'agit de manipulations a très faible débit de film et à forte évaporation pour lesquelles nous pouvons supposer que le régime des échanges est différent.

Les incertitudes expérimentales et surtout les faibles variations du nombre de Prandtl ne permettent pas de dégager une valeur indiscutable de y ou y'. Nous avons adopté la valeur classique 1/3 que l'on retrouve dans à peu près toutes les formules d'échanges thermiques.

Le problème est maintenant réduit à la détermination des deux variables z et u ou z' et u'. Plutôt que de refaire un calcul de régression résoluble seulement sur grosse calculatrice, nous avons poursuivi systématiquement nos calculs sur les nouvelles formules :

$$X = Re^{0,8}\, Pr^{1/3}\, \Pi_{\rho_v}{}^{z}\, Re_a^{u} \qquad \text{ou} \qquad Re\; Pr^{1/3}\, \Pi_{\rho_v}{}^{z'}\, Gr^{u'}$$

$$A = Nu_L/X\ .$$

En portant sur un diagramme z,u (ou z', u') la valeur de la dispersion $\frac{\Delta A}{\bar{A}}$ nous avons déterminé le couple de valeurs z, u (ou z', u') qui rend minimale cette dispersion. Nous avons quadrillé le plan z, u (ou z', u') jusqu'à trouver le minimum de la surface $\left(\frac{\Delta A}{\bar{A}}\right)$ portée suivant le troisième axe de la représentation.

Nous arrivons aux déterminations suivantes :
pour la convection naturelle sur paroi d'acier :

$$Nu_L = 400.RePr^{1/3}\Pi_{\rho_v}{}^{1/3}.Gr^{-0,6} \qquad \text{dispersion : } 0,2200$$

pour la convection naturelle sur paroi de cuivre :

$$Nu_L = 1,47.Re.Pr^{1/3}.\Pi_{\rho_v}{}^{1/3}.Gr^{-0,1} \qquad \text{dispersion : } 0,2456$$

pour la convection forcée à co-courant sur paroi de cuivre :

$$Nu_L = 3,0.\ Re^{0,8}.Pr^{1/3}.\Pi_{\rho_v}{}^{0,1}.Re_a^{0,125} \qquad \text{dispersion : } 0;3309$$

Dans ces formules, on calcule les nombres adimensionnels avec les conventions suivantes :

Pour les nombres de Nusselt $Nu_L = \frac{\beta_L L}{\lambda}$; de Reynolds du film $Re = \frac{4\Gamma}{\mu}$, de Prandtl $Pr = \frac{c\mu}{\lambda}$ et le groupement $\Pi_{\rho_v} = \frac{\rho_v \mu}{\lambda \Delta\theta}$, les grandeurs relatives au liquide λ, μ et ρ_v sont relatives à la température de sortie du film T_2. La chaleur spécifique de l'eau, c, est supposée constante. Γ représente le début du film à l'entrée de l'échangeur et L la longueur du tube.

Le nombre de Grashof de l'air = $Gr = \frac{g\beta\Delta\theta' D^3}{\nu^2}$ a été calculé pour la différence de température $\Delta\theta'$ existant entre le haut et le bas du tube. Nous avons utilisé $\Delta\theta' = T_4 - 20°C$. g est l'accélération de la pesanteur, $\beta = 1/273$ le coefficient de dilatation cubique des gaz, D le diamètre du tube et ν la viscosité cinématique de l'air prise à 20 °C.

De même, dans le nombre de Reynolds de l'air $Re_a = \frac{D u_a \rho_a}{\mu_a}$, les valeurs de la masse spécifique ρ_a et de la viscosité dynamique μ_a ont été prises à 20 °C.

Cette convention est justifiée par le fait que les débits d'air sont mesurés à température ambiante.

5.2. DISCUSSION DES RESULTATS .

5.2.1. Variation du coefficient d'echange moyen en fonction des débits de film et d'air.

Quelques soient les conditions de température et de convection nous notons que le coefficient d'échange moyen croît avec le débit defilm Γ . L'étude des échanges thermiques avec évaporation d'un film dans sa vapeur pure développée au chapitre II nous a pourtant conduit à une formule du type :

$$\bar{h} = K \Gamma^{-1/3}$$

Mais cette analyse a été faite en supposant que l'écoulement restait toujours laminaire. Il nous faut donc supposer que l'écoulement en film que nous avons réalisé dans nos expériences ne peut jamais être considéré comme laminaire . Déjà les études hydrodynamiques de PORTALSKI (32) indiquent qu'au dessus d'une valeur du nombre de Reynolds égale à 25 l'écoulement est seulement pseudo-laminaire puis doit être considéré comme transitoire à partir de $\frac{4\Gamma}{\mu} = 350$.

De plus les perturbations de toutes sortes (pulsation de l'alimentation, rides, vagues) augmentent la convection interne dans le film et bien avant l'apparition d'un régime d'écoulement turbulent proprement dit lui font perdre son caractère laminaire . Nous ne devons pas non plus oublier que les échanges thermiques et l'évaporation troublent le régime d'écoulement du film.

Dans les conditions expérimentales de notre etude nous ne pouvons donc plus tabler sur des échanges thermiques par conduction moléculaire pure, comme il a été supposé par simplification au Chapitre II, mais par diffusion turbulente dans la masse du film. Etant donné la faible conductibilité thermique de l'eau qui constitue le film, la part du transfert thermique par agitation macroscopique doit être importante.

Ce n'est que dans le cas de la convection naturelle que l'on peut noter les changements qui interviennent dans le mécanisme des échanges lors des modifications de régime. Les figures 3 et 6 montrent une augmentation de pente de la courbe $h(\Gamma)$ à partir d'un certain débit.La définition arbitraire du nombre de Reynolds utilisé et la complication du problème du fait des

perturbations importantes de l'interface des échanges thermiques et de l'évaporation ne permettent pas de relever une valeur du nombre de Reynolds pour les transitions observées.

Pour les manipulations effectuées en convection forcée à co-courant les transitions sont beaucoup moins nettes. On peut interpréter ce fait en remarquant que pour la convection forcée le courant d'air entraine une multiplication des effets des perturbations dans le film et aide ainsi à l'installation d'un régime " turbulent " . Son action est - pour une vitesse débitante d' air donnée - d'autant plus sensible que le débit de film est faible c'est à dire que la différence de vitesse entre les deux écoulements est plus grande. On n'observe pas cependant de changement net de régime car on reste toujours dans une zone de transition plus ou moins marquée.

On trouve un effet différent lorsqu'on examine les résultats de la série d'expériences effectuées à contre-courant d'eau et d'air. Pour les faibles débits de film le coefficient d'échange est supérieur à celui que l'on a en convection naturelle, il lui est inférieur pour les forts débits. L'interprétation proposée est la suivante : la convection forcée est, en règle générale, bénéfique pour les échanges en ce sens qu'elle entraine la vapeur émise par le film et l'empêche de se recondenser à la surface de celui-ci ainsi que nous l'avons exposé au chapitre précédent. Mais le contre-courant tend à refouler le film vers la partie supérieure du tube par freinage à l'interface liquide-gaz. L'épaisseur du film est donc plus forte sur la surface d'échange particulièrement dans la zone d'entrée (et d'établissement du régime thermique) où la vitesse du film est encore faible et là où les échanges locaux sont les meilleurs (voir paragraphe 5.2.3.) . Par voie de conséquence le coefficient d'échange sera plus faible. L'effet de freinage parait être d'autant plus énergique que la surface offerte au courant de convection est plus grande ce qui correspond aux forts débits de film avec des perturbations de grande amplitude .

En conclusion nous pouvons dire que l'intensité des échanges thermiques est réglée par le degré d'agitation de l'interface du film. Les perturbations ont amené d'une part une augmentation du débit de film et d'autre part une augmentation du régime de

convection forcée à co-courant. L'effet dela convection à contre-courant est plus difficile à cerner et demanderait une étude plus complète que celle que nous avons effectuée.

5.2.2. Variations du coefficient d'échange moyen et du taux d'évaporation avec la température de paroi .

La discussion précédente n'apporte aucun éclaircissement sur l'étagement des courbes en fonction de la température de paroi. Nous avons vu que les coefficients d'échange sont d'autant plus faibles que la température de paroi est plus élevée en convection naturelle et que la convection forcée à co-courant tend - dans les limites du domaine de débits exploré du moins - à renverser cet ordre.

On peut supposer que le film liquide se dégaze à la surface du tube et ce d'autant plus que la température de la paroi est plus élevée. Dans le cas de la convection naturelle où la sous-couche laminaire n'est troublée que par les perturbations propres du film, il doit y avoir formation de bulles de gaz dissous qui recouvre une certaine proportion de la surface d'échange. Cette gaine gazeuse oppose une résistance thermique supplémentaire au flux calorifique qui traverse le film. Etant d'autant plus importante que la température de paroi est plus forte ce phénomène peut contribuer à expliquer - avec la recondensation de la vapeur - l'évolution du coefficient d'échange avec la température de paroi .

Pour la surface d'échange en acier rugueux les bulles de dégazage ont plus de facilité pour se fixer que sur le tube de cuivre lisse .On remarque que l'écart entre les coefficients d'échange est beaucoup plus marqué en fonction de la température de paroi pour la surface d'acier que pour celle de cuivre (fig.3,6).

L'usage d'un agent tensio-actif qui diminue la tension superficielle tend évidemment à empêcher cette fixation des bulles dûes au dégazage .Les échanges doivent donc être améliorés mais ici le phénomène est marqué principalement par la forte diminution des perturbations qui masque la première action .

En convection forcée à co-courant et particulièrement pour des vitesses débitantes d'air importantes, l'augmentation de la vitesse imposée au film par le mouvement de l'air et surtout l'augmentation de l'amplitude des perturbations doivent contrarier le gainage de la surface d'échange par les produits de dégazage du film. Dans ces conditions le coefficient d'échange mesuré est d'autant plus fort que la température de paroi est plus élevée. Pour des vitesses de convection moyennes et faibles on a signalé l'existence d'une zone de croisement des courbes h( ) à partir de laquelle on retrouve l'ordre d'étagement caractéristique de la convection naturelle.

Il apparait donc nécessaire de disposer d'une convection d'air énergique capable de promouvoir une turbulence suffisante pour empêcher les phénomènes de contact (conduction de type laminaire , dégazage à la surface du tube) qui constituent les principales résistances thermiques. Mais il faut que cette convection soit compatible avecl' existence même d'un film continu sur la paroi d'échange. S'il n'en est pas ainsi, l'eau ruisselle en filets et une partie des échanges aura lieu par convection locale d'air sur la paroi sèche chauffée ce qui entraine des résultats mediocres.

Les manipulations effectuées en gardant constante la température de la paroi à la base de l'échangeur T_4 nécessitent la mise en oeuvre d'une puissance calorifique variable en fonction du débit de film et de la température T_4 à maintenir. Le flux de chaleur passant de la paroi au film doit donc s'élever avec la température de celle-ci .

Le taux d'évaporation dépend du flux thermique qui traverse le film et ilest naturel de le voir augmenter avec celui-ci et donc avec la température de paroi.

On remarquera que l'état de surface a une grande influence car on note des taux d'évaporation beaucoup plus importants pour le tube d'acier que pour le tube de cuivre. La rugosité favorise l'évaporation en provoquant une agitation interfaciale.

Si nous considérons à présent le débit d'évaporation pour une surface d'échange donnée (par exemple la surface du tube) nous constatons une légère augmentation de celui-ci avec le débit de film pour une température de paroi T_4 constante.

Comme l'évaporation est un phénomène de surface on peut en déduire que la surface du film augmente avec le débit de film ce qui est compatible avec ce que nous savons sur les perturbations interfaciales.

Si l'on compare maintenant les deux classes de résultats en convection naturelle et forcée, on retrouve les effets déjà mentionnés de la convection forcée à savoir : accroissement de l'évaporation par augmentation de la surface agitée du film et élimination par entrainement de la vapeur émise contrecarrant ainsi la recondensation partielle. On constate bien expérimentalement une augmentation du débit d'évaporation par l'effet de la convection forcée quelque soit son sens. On constate que pour une température de paroi T_4 constante, le taux d'évaporation diminue lorsque le débit de film augmente. Celà s'accompagne d'une évolution de la température de sortie du film T_2.

L'expérience montre qu'à température T_4 constante, T_2 est d'autant plus élevée que le débit de film Γ est plus grand, ce que l'on peut expliquer ainsi : la quantité de chaleur cédée au film augmente avec le débit et la chaleur nécessaire à la vaporisation de la fraction ε - empruntée au film - représente une part moins grande de l'enthalpie du film, lorsque le débit de celui-ci est important que lorsqu'il est petit. Par suite la température de sortie du film sera d'autant plus élevée que le débit sera important.

L'influence de la convection sur cette température T_2 découle des considérations développées plus haut : élimination de la recondensation et augmentation du taux d'évaporation. Les températures T_2 atteintes pour un débit de film et une température T_4 déterminée baissent régulièrement lorsque la vitesse de convection augmente.

Les conclusions que nous pouvons dégager quant à l'influence de la température de paroi rejoignent celles que nous avons exposées à la fin du paragraphe 5.2.1. Ici encore c'est le degré d'agitation du film qui règle en grande partie les échanges thermiques et massiques . Cette turbulence favorisée par l'augmentation des débits d'eau et d'air à co-courant augmente le transfert de chaleur par convection à la paroi et le transfert de masse

par extension de la surface d'évaporation. La convection de l'air tend à annihiler les effets de paroi (adsorption de gaz) et d'interface (recondensation) dont l'intensité croît avec la température de la surface d'échange ce qui explique les résultats de la convection naturelle.

5.2.3. Remarques sur l'établissement du régime thermique .

Les expériences effectuées conduisent à la connaissance du coefficient d'échange thermique moyen pour la totalité de la surface d'échange utilisée constituée rappelons le par un tube long de deux mètres. Le coefficient d'échange n'est pas constant tout au long de cette surface et le coefficient mesuré est la " moyenne des coefficients locaux pour la longueur L = 2m .

L'étude théorique des conditions d'entrée montre que le régime établi tant pour l'écoulement que pour les échanges ne peut être atteint qu'après un certain parcours.

En étudiant les échanges thermiques pour un film mais en régime laminaire , GLASER (13) a trouvé pour terme d'établissement thermique :

$$(h)_e = 0{,}0942.\frac{c\mu}{L}\ Re \qquad \text{(Voir 1.2.2.)}$$

que l'on pourrait écrire :

$$(Nu_L)_e = \left(\frac{hL}{\lambda}\right)_e = 0{,}0942.\ Pr.\ Re\ .$$

Expression analogue à celle généralement donnée pour le calcul des longueurs d'établissement de régime thermique pour les écoulements laminaires pleins.

En régime turbulent des écoulements pleins on considère que les formules proposées sont valables pour $\frac{L}{D} > 60$.

Quelques soient les conditions de l'écoulement on voit qu'il existe une zone d'entrée où les régimes hydrodynamique et thermique sont en cours d'évolution. Dans notre montage le film attaque la partie supérieure de la surface d'échange après seulement quelques centimètres de parcours. Dans certains cas le débit de l'écoulement n'est donc pas établi ,ce qui est considéré en général comme favorable pour les échanges.

Toutefois nous ne pensons pas que cette zone d'établissement de régime thermique ait une grande influence sur les

échanges car le film ainsi que nous l'avons démontré possède un régime d'écoulement troublé par les perturbations internes et externes de toutes sortes ; de plus les échanges thermiques par évaporation se produisent à la surface du film et principalement dans la partie inférieure de son écoulement c'est à dire loin de la zone de stabilisation thermique.

Tous les développements théoriques proposés pourles échanges thermiques dans le cas d'un film laminaire conduisent à des relations montrant que le nombre de Nusselt caractéristique de l'échange part d'une valeur théorique infinie au début de l'écoulement pour se stabiliser à une valeur constante à certaine distance de l'entrée .

Nous ne possédons aucune donnée sur les coefficients d'echange locaux qui sont inaccessibles dans notre montage mais nous pensons que leur évolution doit être comparable à celle dont nous venons de parler.

Le relevé des profils de température de paroi permet de dire que la longueur d'établissement du régime thermique augmente avecle débit du film ainsi qu'avec la vitesse de convection de l'air. Pour les manipulations à forts débits de film et à grandes vitesses d'air, on n'atteint pratiquement plus un régime thermique établi pour la longueur d'écoulement de l'échangeur.

Les échanges en convection forcée bénéficient ainsi de la présence d'une zone d'établissement plus étendue qu'en convection naturelle ce qui accroît l'efficacité de ceux-ci.

5.2.4. Discussion des formules adimensionnelles .

L'analyse numérique des résultats expérimentaux nous a permis de rassembler ceux-ci en trois formules adimensionnelles que nous rappelons ici :

$Nu_L = 400\ Re\ Pr^{1/3} \Pi_{\rho_v}^{1/3} Gr^{-0,6}$ pour la convection naturelle sur paroi d'acier (fig.22)

$Nu_L = 1,47\ Re\ Pr^{1/3} \Pi_{\rho_v}^{1/3} Gr^{-0,1}$ pour la convection naturelle sur paroi de cuivre (fig.23)

$Nu_L = 3,0\ Re^{0,8} Pr^{1/3} \Pi_{\rho_v}^{0,1} Re_a^{0,125}$ pour la convection forcée à co-courant sur paroi de cuivre (fig.24)

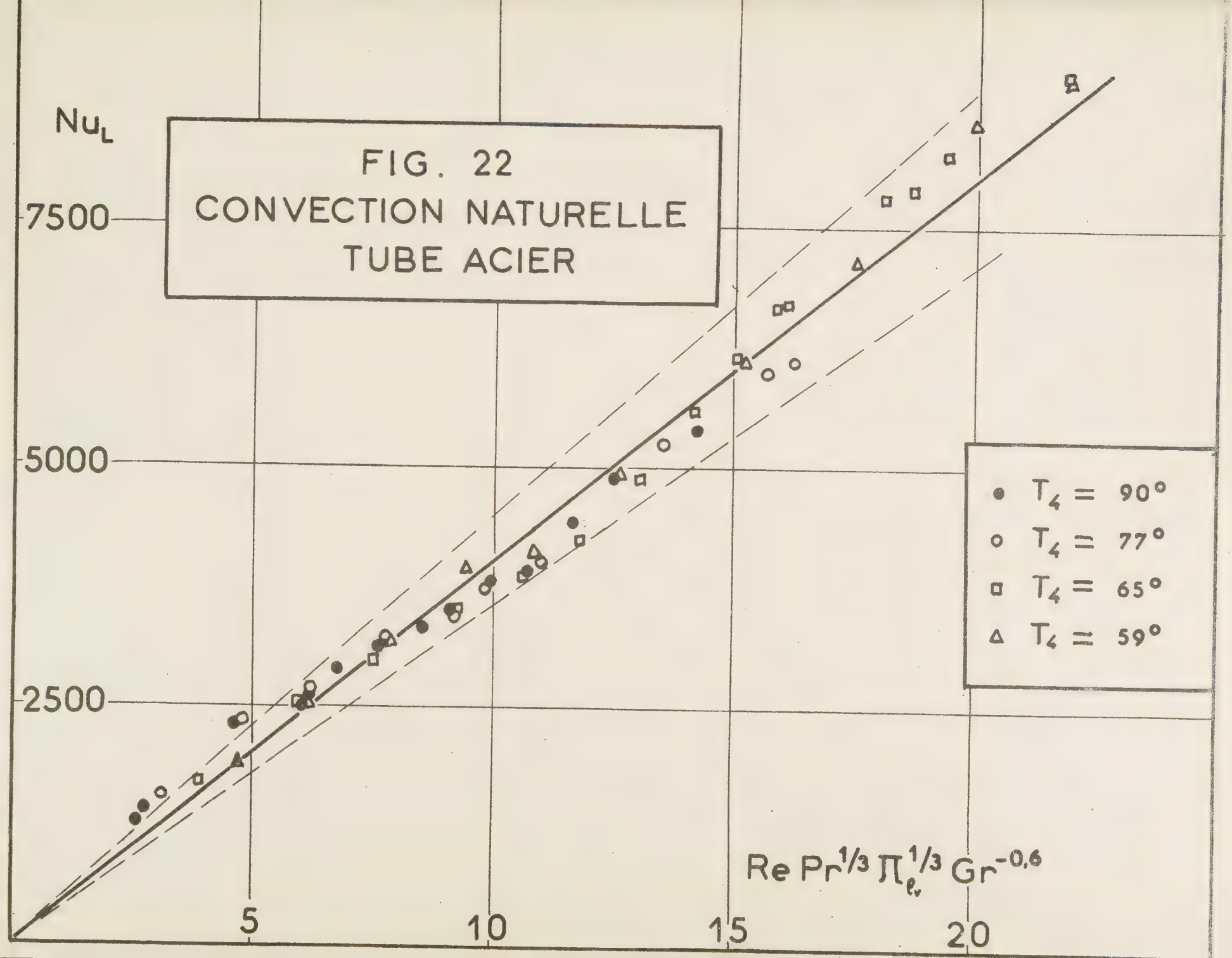


FIG. 22
CONVECTION NATURELLE
TUBE ACIER
Nu_L
7500
5000
2500
5
10
15
20
$Re\, Pr^{1/3}\, \Pi_{\ell v}^{1/3}\, Gr^{-0,6}$
$T_4 = 90°$
$T_4 = 77°$
$T_4 = 65°$
$T_4 = 59°$

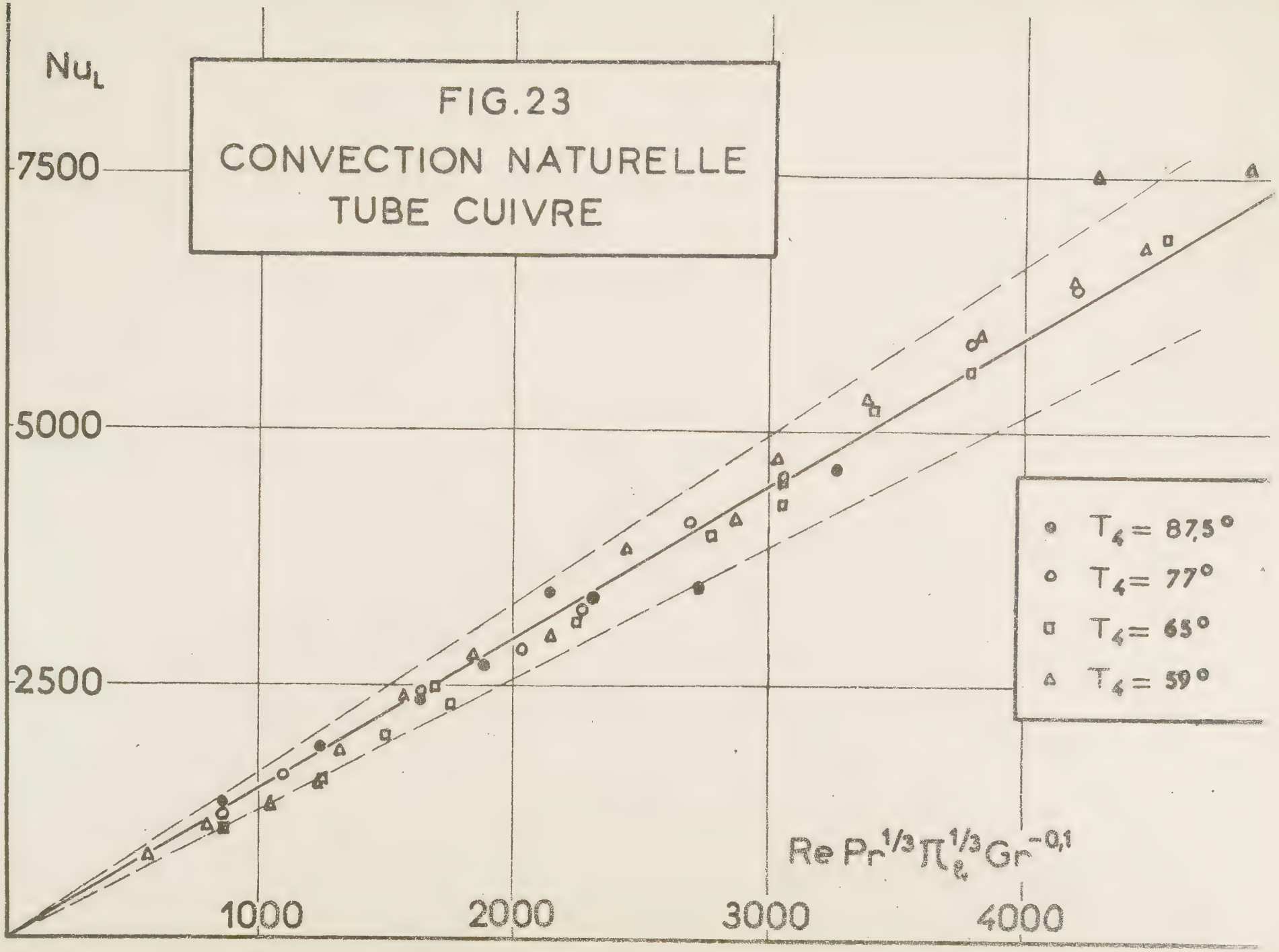


FIG.23
CONVECTION NATURELLE
TUBE CUIVRE
Nu_L
7500
5000
2500
1000
2000
3000
4000
$Re\,Pr^{1/3}\Pi_\ell^{1/3}Gr^{-0,1}$
$T_4 = 87,5°$
$T_4 = 77°$
$T_4 = 65°$
$T_4 = 59°$

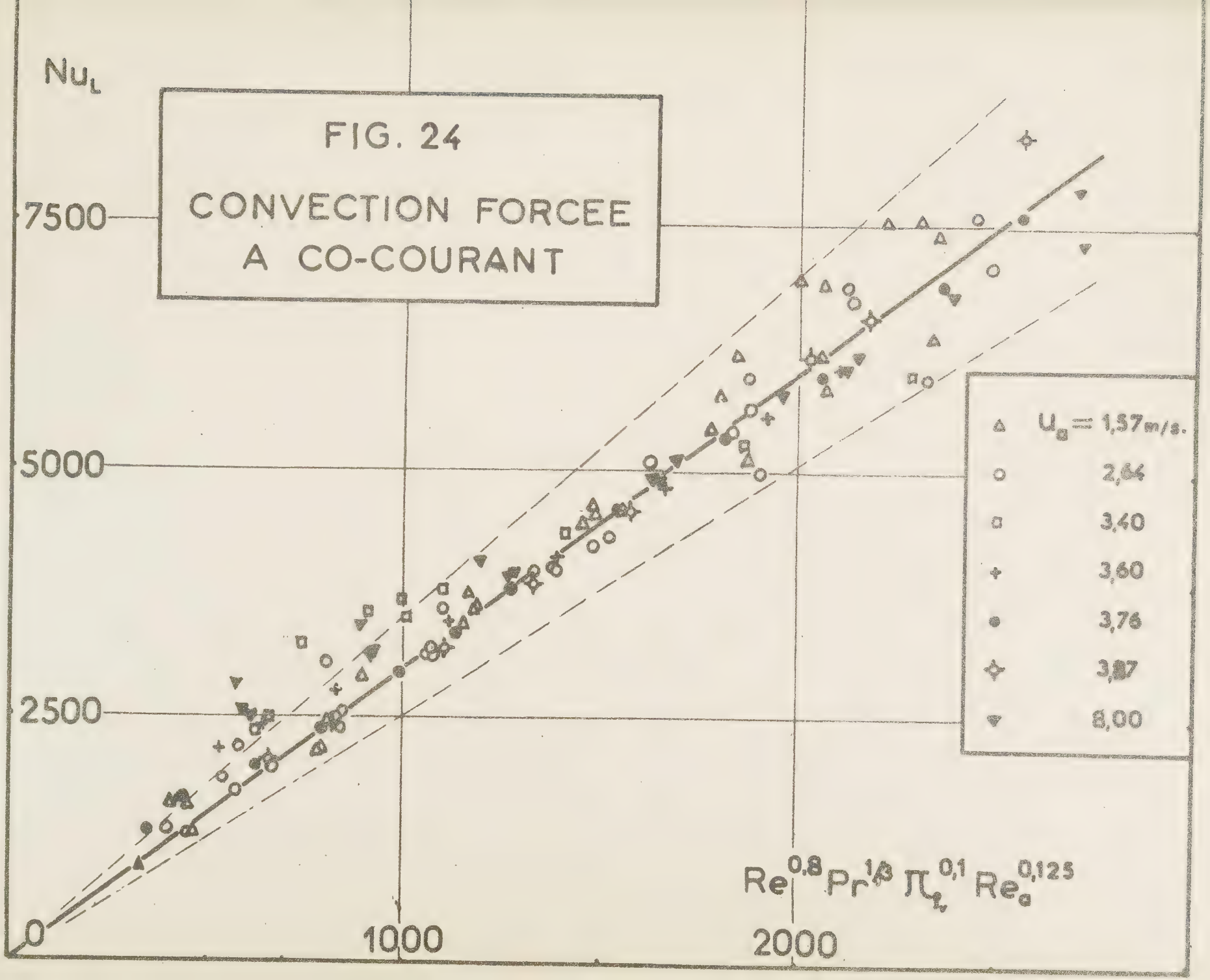


FIG. 24
CONVECTION FORCEE
A CO-COURANT
Nu_L
7500
5000
2500
0
1000
2000
$Re^{0,8} Pr^{1/3} \Pi_L^{0,1} Re_a^{0,125}$
U_a = 1,57 m/s.
2,64
3,40
3,60
3,76
3,87
8,00

Les échanges thermiques intéressant des fluides en écoulement plein sans changement de phase sont décrits par les formules :

$Nu = f(Gr, Pr)$ en convection naturelle

$Nu = f(Re, Pr)$ en convection forcée.

Dans notre problème nous devons considérer les deux phases liquide et gazeuse ce qui augmente le nombre des groupements caractéristiques.

Le nombre de Reynolds Re est relatif au film liquide qui s'écoule par gravité sur la surface d'échange.

Le nombre de Prandtl Pr est également relatif au liquide. L'intervention du même groupement pour le gaz a été négligée car sa valeur varie encore moins que celle calculée pour le film ce qui entrainerait des complications pour les calculs sans apporter beaucoup d'indications supplémentaires.

Les nombres de Grashof ou de Reynolds pour l'écoulement gazeux marquent l'influence de la convection libre ou forcée du gaz au contact du liquide.

Enfin le groupement π_{ρ_v} permet de tenir compte de l'évaporation du film dont l'importance dans les échanges thermiques est loin d'être négligeable.

Nous allons étudier l'influence de chacun de ces groupes à l'exception du nombre de Prandtl au sujet duquel nous avons déjà indiqué que l'étroitesse de son domaine de variation n'autorisait pas d'interprétation valable.

5.2.4.1. Influence du débit du film intervenant pas son nombre de Reynolds.

Le nombre de Reynolds pour l'écoulement du film calculé de la manière décrite en 4.1.3.1. , intervient de deux façons distinctes suivant le genre de la convection. Affecté de la puissance positive unitaire pour la convection naturelle et de la puissance 0,8 pour la convection forcée à co-courant, le nombre de Reynolds dans ces deux cas est caractéristique d'un même mode d'écoulement que nous appelons perturbé.

De toutesmanières cet exposant positif et élevé (relativement) ne peut pas être caractéristique d'un échange en régime laminaire, cas dans lequel tous les développements théoriques affectent le nombre de Reynolds de la puissance négative un tiers.

La plupart des expressions reliant le nombre de Nusselt d'un échange en milieu turbulent au nombre de Reynolds de l'écoulement à une phase sont du type :

$$Nu = \alpha \, Re^{0,8}$$

La valeur trouvée pour l'exposant du nombre de Reynolds confirme bien que les échanges que nous avons étudiés ont lieu en régime troublé plus proche du régime turbulent que du régime laminaire. Les points expérimentaux qui ne s'accordent pas avec la représentation générale discutée ici représentent tous des manipulations effectuées dans le domaine des très faibles débits du film. Il est permis de supposer que dans ces conditions les échanges se font en régime pseudo-laminaire moins perturbé par conséquent que le régime des autres expériences. L'influence du nombre de Reynolds doit être plus faible pour ces manipulations marginales que pour les autres . Nous proposerons une autre interprétation au paragraphe 5.2.4.2. pour expliquer l'écart et le sens de cet écart des points marginaux avec la loi générale.

On remarquera que le nombre des expériences qui échappent à cette loi générale proposée augmente avec la température de paroi ce que l'on peut expliquer en rappelant que le taux d'évaporation augmente lui aussi avec cette température et que par conséquent le débit de liquide en convection sur la paroi baisse d'autant plus pour un débit d'entrée Γ donné que la température de paroi est plus élevée.

Certaines séries d'expériences faites en convection forcée à co-courant (par exemple pour $T_4 = 87,5°C$ et $u_a = 3,40$ m/s) donnent de nombreux points qui n'obéissent pas à la loi proposée. Il faut accuser ici les trop grandes dispersions des valeurs de la vitesse de convection de l'air autour de la valeur moyenne adtée pour les calculs, cette dernière est pour les points marginaux inférieure à la valeur mesurée expérimentalement. On sous estime donc l'influence du nombre de Reynolds de l'air ce qui met en défaut la représentation générale en donnant des valeurs trop élevées pour la constante calculée.

5.2.4.2. Influence comparée des convections naturelle et forcée.

Nous traiterons simultanément des deux groupes sans dimension caractérisant les mouvements de l'air et leur action dans le cas de la convection naturelle ou forcée de ce gaz dans l'échangeur.

Au paragraphe 5.1 a été donnée la définition des nombres de Grashof et de Reynolds pour l'air que nous avons utilisé dans nos calculs. L'un et l'autre de ces groupements ont été estimés de façon arbitraire. Nous n'avons tenu compte que de l'air qui circule dans l'appareil soit sous l'effet de différences de température (convection naturelle) en supposant que cet air est en équilibre thermique avec le film, soit sous l'effet du ventilateur ou du surpresseur (convection forcée).

Il est inutile de chercher à mieux définir ces deux groupements parce qu'ils varient tout au long du tube. Les différences de température et les teneurs en vapeur d'eau du mélange gazeux qui varient en fonction de tous les paramètres du problème rendent quasi-inabordable le calcul de la valeur réelle des nombres de Grashof et de Reynolds pour l'air. Aussi avons nous défini arbitrairement ces nombres dans notre étude.

Dans les représentations proposées le nombre de Reynolds de l'air intervient à une puissance positive et le nombre de Grashof à une puissance négative qui change avec la nature de la surface d'échange : - 0,1 pour le tube de cuivre et - 0,6 pour celui d'acier.

Sans vouloir attacher trop d'importance à la valeur absolue de ces exposants à cause de la définition arbitraire adoptée du nombre de Grashof il n'est cependant pas niable qu'ils indiquent une différence dans l'action de la convection naturelle en fonction de l'état de surface de la paroi .

Pour le tube rugueux où les fortes perturbations augmentent le taux d'évaporation, la grande quantité de vapeur qui circule à contre-courant du film sous l'effet de la convection naturelle se réabsorbe partiellement à la surface agitée.

En convection naturelle sur paroi lisse le phénomène est proportionnellement de moindre importance.

Ces considérations permettent de retrouver la cause de l'intervention du nombre de Grashof à une puissance négative, dans

la relation donnant le nombre de Nusselt, qui marque ainsi l'influence nettement défavorable pour les échanges thermiques de la convection naturelle.

Le bien-fondé de cette hypothèse est encore appuyé par le fait que l'on trouve une puissance positive pour le nombre de Reynolds de l'air en convection forcée à co-courant. On sait que dans ces conditions on empêche en grande partie la réabsorption de la vapeur par le film, phénomène dont l'existence apparait clairement comme nuisible.

5.2.4.3. <u>Effet de la vaporisation représentée par le groupement Π_{ρ_v} .</u>

Il reste à déterminer l'influence de la vaporisation du film dont le nombre sans dimension $\Pi_{\rho_v} = \frac{\rho_v \mu}{\lambda \Delta\theta}$ permet de tenir compte dans le phénomène thermique global.

Ce nombre inversement proportionnel à l'écart moyen de température $\Delta\theta$ existant entre la paroi et le film, possède une influence plus grande en convection naturelle qu'en convection forcée : il intervient dans le premier cas à la puissance 1/3 et dans le second à la puissance 0,1.

Les variations du groupe Π_{ρ_v} sont principalement dûes à l'écart de température caractéristique de l'échange $\Delta\theta$. En effet la conductibilité thermique λ et la viscosité μ varient assez peu du fait de l'emploi exclusif de l'eau comme liquide d'essais. C'est pour cette raison que l'influence du nombre de Prandtl $Pr = \frac{c}{\lambda}$ n'a pu être mise en évidence.

Le tableau ci-dessous résume les effets des principaux paramètres du problème sur cet écart de température $\Delta\theta$ et sur le groupe Π_{ρ_v} :

- si Γ croît $\Delta\theta$ décroît et Π_{ρ_v} croît , à T_4 et u_a constants,
- si T_4 croît $\Delta\theta$ croît et Π_{ρ_v} décroît, à Γ et u_a constants,
- si u_a croît $\Delta\theta$ croît et Π_{ρ_v} décroît, à Γ et T_4 constants.

Nous pouvons dégager l'influence du groupement Π_{ρ_v} en introduisant celui-ci dans nos formules après avoir fait la modification suivante :

$$\Pi_{\rho_v} = \frac{\rho_v \mu}{\lambda \Delta\theta} = \frac{\Gamma \rho_v}{L \Delta\theta} \frac{L}{\lambda} \frac{4\mu}{4\Gamma}$$

$\frac{\Gamma \ell_v}{L \Delta\theta}$ représente le coefficient d'échange fictif $(h_L)_{et}$ que l'on obtiendrait dans une évaporation totale c'est à dire si tout le débit Γ était vaporisé sur la surface de hauteur L et cette valeur $(h_L)_{et}$ multipliée par L/λ donne le nombre de Nusselt N_{et} relatif à cet échange. On a donc :

$$\Pi_{\ell_v} = (h_L)_{et} \frac{L}{\lambda} \frac{4}{Re} = N_{et} \cdot \frac{4}{Re}$$

Dans la forme de loi générale :

$$Nu_L = A\ Re^x\ Pr^y\ \Pi_{\ell_v}{}^z\ Re_a{}^u$$

celà conduit à :

$$\text{(a)}\ Nu_L = 4\ A\ Re^{x-z}\ Pr^y\ N_{et}{}^z\ Re_a{}^u$$

ou la forme similaire :

$$\text{(b)}\ Nu_L = 4A'\ Re^{x'-z'}\ Pr^{y'}\ N_{et}{}^{z'}\ Gr^{u'}$$

pour la convection naturelle .

Si l'on calcule la valeur de l'exposant du nombre de Reynolds dans les deux cas on trouve :

(a) en convection forcée $x - z = 0,7$

(b) en convection naturelle $x' - z' = 2/3 = 0,66$

valeurs qui - pour la précision expérimentale - peuvent être considérées comme très voisines.

Ce fait tendrait donc à prouver que le mécanisme des échanges quant à la convection d'un film sur une paroi chauffée n'est pas exactement un régime turbulent classique (exposant 0,8) mais reste le même dans tous les cas de convection de la phase gazeuse.

5.2.4.4. <u>Comparaison avec d'autres résultats</u>.

Nous pouvons comparer la valeur de l'exposant du nombre de Reynolds à celles que donnent d'autres expérimentateurs.

GLASER(13) et WILKE(37) qui étudient un film d'eau sans évaporation s'écoulant à l'extérieur d'un tube trouvent pour l'exposant les valeurs 8/15 pour $600 < \frac{4\Gamma}{\mu} < 1600$ et 6/5 pour $1600 < \frac{4\Gamma}{\mu} < 3200$.

SEXAUER(34) propose l'exposant 0,5 pour le nombre de Reynolds dans des conditions semblables à celles de GLASER et WILKE, cependant que COLBURN(6) donne l'exposant 0,407 pour la condensation en régime turbulent.

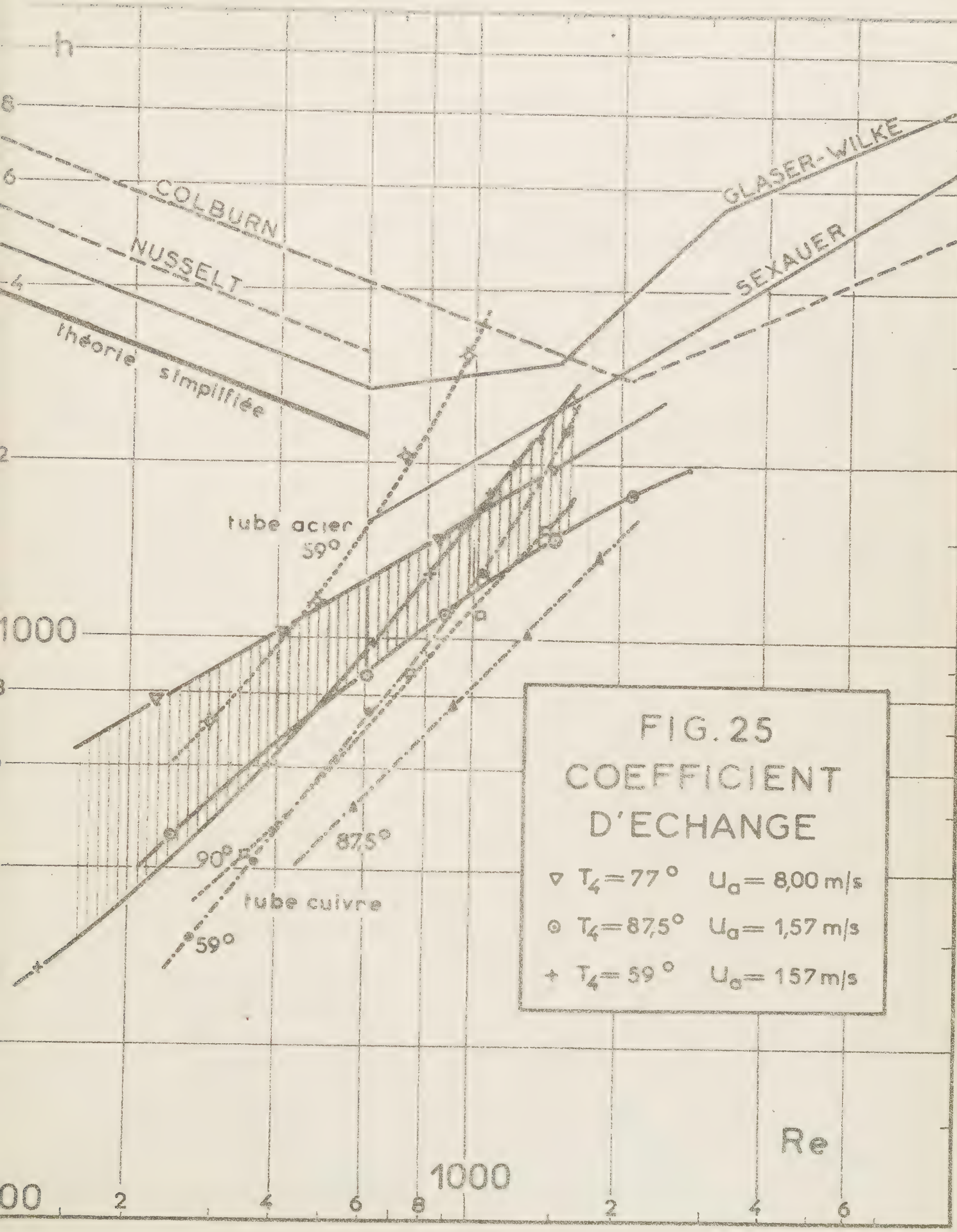
La figure 25 rassemble tous nos résultats expérimentaux relatifs aux tubes de cuivre et d'acier. Nous avons porté en échelle logarithmique la variation du coefficient d'échange h en fonction du nombre de Reynolds. A fin de comparaison sont tracées les courbes h(Re) calculées à partir des formules des auteurs précédemment cités et nous avons pour celà utilisé les valeurs des paramètres correspondants à la moyenne de nos propres valeur La théorie simplifiée de l'évaporation en régime laminaire, d'un film dans sa vapeur pure exposée au Chapitre II est représentée par une droite parallèle à celle que donne la théorie de NUSSELT pour la condensation en film laminaire.

On remarquera que dans cette représentation, nos résultats expérimentaux sont groupés en trois domaines : convection naturelle sur paroi d'acier , convection naturelle et forcée sur tube cuivre.

Les résultats de la condensation en film turbulent (COLBURN) et ceux de SEXAUER, GLASER et WILKE sont très supérieurs à nos valeurs expérimentales, particulièrement en ce qui concerne les manipulations sur tube de cuivre. Le manque de précisions de ces auteurs en ce qui concerne leur domaine expérimental de température ne permet pas l'obtention d'une représentatio coefficient d'échange- débit de film qui aurait autorisé une comparaison numérique . Les définitions adoptées pour les nombres d Reynolds n'étant pas explicitées, on ne peut pas tirer de conclusions en valeur absolue de la représentation h (Re).

Nous pouvons remarquer que la pente générale des domaine qui traduisent nos résultats aussi bien en convection naturelle que forcée reste toujours sensiblement la même. Nous n'observons à aucun moment la pente - 1/3 qui caractérise l'écoulement laminaire (GLASER, $Re < 600$). Il est donc prouvé que l'écoulement en film laminaire ne se réalise qu'en prenant beaucoup de précautio et que dans notre échangeur expérimental il était impossible d'y parvenir.

Si nous adoptions une nouvelle définition du nombre de Reynolds en calculant sa valeur avec la viscosité correspondant à sa température d'entrée T_1(ce qui reviendrait approximativement à diviser par deux la valeur du nombre de Reynolds utilisé nous pourrions placer les résultats relatifs à la convection


h
COLBURN
NUSSELT
GLASER-WILKE
SEXAUER
théorie simplifiée
tube acier
59°
90°
87,5°
tube cuivre
59°
1000
Re
1000
2
4
6
8
2
4
6
FIG. 25
COEFFICIENT
D'ECHANGE
▽ $T_4 = 77°$ $U_a = 8{,}00$ m/s
⊙ $T_4 = 87{,}5°$ $U_a = 1{,}57$ m/s
+ $T_4 = 59°$ $U_a = 1{,}57$ m/s

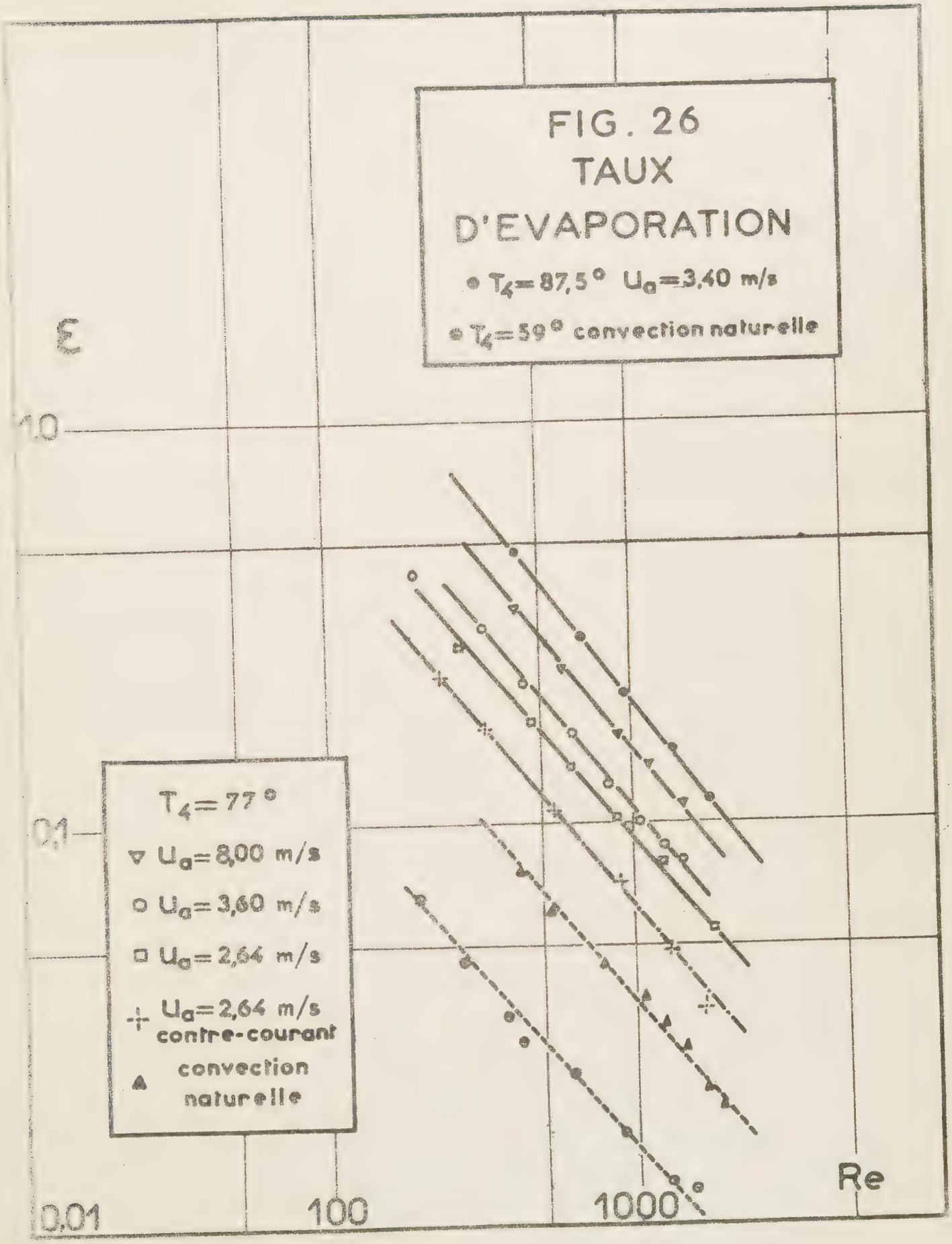


FIG. 26
TAUX
D'EVAPORATION
• T_4 = 87,5° U_a = 3,40 m/s
• T_4 = 59° convection naturelle
ε
1,0
0,1
0,01
100
1000
Re
T_4 = 77°
▽ U_a = 8,00 m/s
○ U_a = 3,60 m/s
□ U_a = 2,64 m/s
+ U_a = 2,64 m/s contre-courant
▲ convection naturelle

forcée à co-courant sur tube de cuivre autour de la droite de SEXAUER qui présente sensiblement la même pente générale.

Les deux semaines représentant nos résultats sur tube de cuivre s'inter-pénètrent pour les nombres de Reynolds élevés, les résultats obtenus en convection forcée restant systématiquement supérieurs à ceux correspondants obtenus en convection naturelle dans le domaine des nombres de Reynolds exploré .

Le gain obtenu sur le coefficient d'échange pour le passage de la convection naturelle à la convection forcée varie avec le débit du film, la température de la paroi et la vitesse de convection de l'air. Il est d'autant plus important que le débit de film est plus faible, la température de la paroi et la vitesse de l'air sont plus élevées.

Nous avons relevé les gains suivants :

20 à 60% pour T_4=59° entre u_0 =1,57m/s et la convection naturelle

50 à 130% pour T_4=77° entre u_0 = 8 m/s et la convection naturelle

Ces deux exemples définissent le domaine du gain obtenu sur le coefficient d'échange.

5.2.5. Evaporateur à film

Dans cette étude nous avons surtout examiné l'échangeur à film tombant et très peu l'évaporateur. Nous allons résumer dans ce paragraphe les variations du taux d'évaporation qui peut être considéré comme le nombre sans dimension représentatif de l'évaporation du film.

Le taux d'évaporation décroit avec le débit du film et la figure 26 qui donne ses variations en fonction du nombre de Reynolds permet de dire qu'à T_4 et constant il est inversement proportionnel au nombre de Reynolds.

L'évaporation est un phénomène de surface et on constate qu'à une température de paroi T_4 fixée le débit d'évaporation ($\varepsilon.\Gamma$) augmente légèrement avec le débit ce qui semblerait marquer l'influence des perturbations qui accroissent la surface du film

Par ailleurs le taux d'évaporation augmente avec la température de paroi et la vitesse de convection de l'air à co-courant. Le gain relevé sur le taux d'évaporation est très fort : 50% à plus de 350% entre la convection forcée et la convection naturelle

On voit donc l'intérêt de la convection forcée à co-courant dans le cas où l'on s'intéresse à l'évaporation.

CONCLUSIONS

De l'étude critique de nos résultats expérimentaux il es maintenant permis de tirer des conclusions quant aux modalités d échanges thermiques dans un film avec évaporation.

Tout d'abord les expériences nous ont montré que dans le conditions habituelles d'emploi des échangeurs à ruissellement d'eau il est très difficile de réaliser un écoulement laminaire. Nous avons toujours eu affaire à un écoulement perturbé qui prov que une agitation interfaciale extrêmement importante pour les échanges.

Cette agitation interfaciale dépend du débit de film, de la température et de la nature de la paroi ainsi que de l'intensité de la convection de l'air. Nous avons vu que la rugosité de la surface d'échange avait un rôle très grand puisque, en convec tion naturelle, les résultats obtenus sur tube d'acier par rappo à ceux obtenus sur tube de cuivre sont supérieurs de 50 à 130% pour le coefficient d'échange et de 100 à 500% quant au taux d'évaporation.

Mais d'autre part la convection naturelle peut gêner les échanges thermiques et massiques en permettant le phénomène de recondensation sur le film froid de la vapeur émise. On peut amé liorer les échanges en réalisant une convection forcée d'air et pour éviter un contact entre le mélange chaud air-vapeur d'eau e le film froid nous avons utilisé la convection à co-courant qui donné les résultats suivants :

En ce qui concerne la quantité de chaleur échangée, pour les faibles températures de paroi (T_4=59°C) l'amélioration est nulle et la quantité de chaleur échangée pour la vitesse de convection la plus faible est même inférieure à celle que donne l'e périence en convection naturelle pour les forts débits de film. Pour les fortes vitesses de convection et la même température de paroi, on observe par contre une amélioration qui varie de 15 à 160%, et pour les fortes températures de paroi (T_4=87,5° et 77°) elle atteint des valeurs de 40 à 175%. Afin de tirer une conclusion quant à l'efficacité du procédé, on peut faire une estimati

grossière de la puissance mécanique nécessaire pour mettre l'air en mouvement. Dans le cas où l'on assure la vitesse u_a = 8m/s, le surpresseur est entraîné par un moteur de 0,75 CV ce qui correspond à une énergie dépensée équivalente de 132 cal/s. Pour cette vitesse u_a = 8m/s, le gain minimum observé pour T_4=59°C et Γ=1,8 g/s.cm. est de 150 cal/s sur la quantité de chaleur échangée. Pour T_4=77°C le gain entre la convection naturelle et la convection forcée avec u_a = 8m/s varie entre 600 et 700 cal/s. Nous ferons remarquer de plus que le surpresseur sans augmentation de puissance peut fournir au moins cinq fois le débit exigé pour créer la vitesse de 8m/s. En outre le système de condenseur qui est destiné à protéger le surpresseur de l'humidité entraînée par l'air provoque des pertes de charges importantes.

On voit donc que le procédé qui consiste à créer une convection à co-courant est bénéficiaire sur le plan énergétique. Industriellement un soufflage de l'air de convection à l'aide d'un ventilateur à faible pression est suffisant si on ne veut pas récupérer la vapeur d'eau.

Nous avons pu voir également que la convection de l'air est extrêmement intéressante au point de vue de l'évaporation puisque l'amélioration relevée sur le taux d'évaporation varie entre 50 et 350% par rapport à la convection naturelle. Si le but recherché est d'évaporer le liquide on aura donc intérêt à se placer dans des conditions de convection forcée qui empêchent le phénomène de réabsorption de vapeur par le film.

Il n'a pas été fait d'étude exhaustive de la convection forcée à contre-courant, l'expérience ayant montré que si elle présentait des avantages par rapport à la convection naturelle, la convection à co-courant restait toujours bien plus intéressante au point de vue de l'efficacité des échanges.

Dans la limite de nos expériences, les échanges sont les meilleurs si on réalise les conditions suivantes :

- forts débits de film,
- températures de paroi élevées,
- vitesses de convection de l'air à co-courant suffisamment importantes mais compatibles avec la non-destruction du film.

BIBLIOGRAPHIE

(1) G.S.BAYS Sc.D.Thèse.Mass.inst.of Tech. (1936)

(2) T.B.BENJAMIN J.Fluid Mech. 2 p.554 (1957)

(3) R.B.BIRD, W.E.STEWART et E.N.LIGHTFOOT Notes on Transport Phenomena. J.Wiley & Sons Inc.N.Y. p.235 (1958)

(4) J.BOEHR Gesundh.Ing. Bd. 71 p.233/39 (1950)

(5) H.BRAUER V.D.I. Forschheft 457 (1956)

(6) A.P.COLEBURN Trans. 2.I.Ch.E. 30 p.187/93 (1934)

(7) J.F.DAVIDSON et coll. Trans.Inst.Ch.Eng. 37 p. 121 (1959)

(8) T.B.DREW Personal communication (1938)

(9) A.E.DUKLER et D.P.BERGELIN Ch.Eng.Prog. 48 p.557 (1952)

(10) K.FEIND V.D.I. Forschungheft 181 (1960)

(11) S.J.FRIEDMAN et C.O.MILLER Ind.Eng.Chem. 33 p.885 (1941)

(12) L.GARWIN et E.W.KELLY J.Ind.Eng.Chem. 47 p.392/5 (1955)

(13) H.GLASER Ch.Ing.Teck.33 p.146/55 (1961) et 29 p.176/86(1957) repris dans I.F.C.E. 3.60 .

(14) J.GOSSE Analyse dimensionnelle-Similitude. ENSIC (1961)

(15) U.GRIGULL Forsch.Geb.Ingw. 13 n°2 p.49/57(Mars-Avril 1942)

(16) U.GRIGULL Zeit.V.D.I. 86 n°27/28 p.444/5 (11 juin 1942)

(17) U.GRIGULL Forsch.Geb.Ingw. 18 n°1 p.10/12 (1952)

(18) S.S.GRIMLEY Ph.D.Thesis London Univ. (1947)

(19) M.I.JACKSON Am.Inst.Ch.Eng. 1 p.231 (1955)

(20) S.KAMEI et J.OISHI Mem.Fac.Engng.Kyoto Univ.18 p.1 (1956)

(21) P.KAPITSA Z.Eksp.Teor.Fiz. 18 p.3 et p.19 (1948)

(22) Th.VON KARMAN Tr.ASME 61 p.705 (1939)

(23) H.KRAUSSOLD Teck.Bd. 3 p.205/13 et p.257/61 (1948)

(24) R.C.LOCK Proc.Cambridge Phil.Soc. 50 p.105 (1954)

(25) W.H.Mc ADAMS Heat Transmission p.264 McGraw Hill N.Y.(1942)

(26) W.H.Mc ADAMS, T.B.DREW et G.S.BAYS Trans.ASME 62 p.627/31 (1940)

(27) A.D.MODINE, E.B.PARRISH et H.L.TOOR A.I.Ch.E. 9 n°3 p.348/51 (1963)

(28) W.NUSSELT Z.Ver.Deut.Ing.60 p.541 et 569 (1916)

(29) W.NUSSELT Z.V.D.I. 67 p.206/10 (1923)

(30) D.W.PEACEMAN Thesis Mass.Inst.of.Tech. (1951)

(31) S.PORTALSKI Thesis London Univ. (1960)

(32) S.PORTALSKI Ch.Eng.Sc. 18 p.787/804 (1963)

(33) J.PUREL Thèse troisième cycle Univ.Nancy (1964)

(34) Th.SEXAUER Thèse Univ.Göttingen (1954)

(35) S.R.TAILBY et S.PORTALSKI Ch.Eng.Sc. 17 p.283/90 (1962)

(36) S.R.TAILBY et S.PORTALSKI Trans.Inst.Ch.Eng.40 n°2 p.114/2
(1962)

(37) W.WILKE Thèse Univ.Hanôvre (1960)

(38) J.O.WILKES et R.M.NEDDERMAN Ch.Eng.Sc. 17 p.177/87(1962)

(39) C.S.YIH Proc.2nd.U.S.Nat.Congr.Appl.Mech.p.623 (1954)

A - CONVECTION NATURELLE TUBE ACIER

Tableau 1. T_4 = 90 °C

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
11,20	22,0	84,0	62,0	17,90	0,129	1496	1596
10,167	23,0	82,5	63,5	19,31	0,156	1471	1455
9,60	24,5	83,0	67,5	19,95	0,149	1346	1290
8,93	23,0	82,5	67,5	20,82	0,143	1261	1158
8,333	23,0	83,0	69,5	20,91	0,160	1230	1125
7,60	24,0	83,0	71,5	21,15	0,167	1143	1030
7,083	24,0	83,0	70,0	20,75	0,170	1074	985
6,50	24,1	82,9	76,0	22,49	0,201	1095	928
5,83	24,5	83,0	81,5	23,82	0,209	1016	850
5,467	24,5	82,1	82,0	25,11	0,238	1025	780
5,40	24,5	81,5	82,5	25,80	0,241	1019	755
4,167	26,5	81,1	83,5	26,01	0,304	919	675
2,65	24,5	78,5	91	31,30	0,371	686	419
2,50	24,5	78,5	91	31,30	0,360	627	383

Tableau 2. T_4 = 77 °C

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
11,10	18,5	73,0	53,1	14,11	0,113	1302	1770
10,30	21,5	73,5	51,4	12,59	0,110	1158	1740
9,14	21,5	72,5	52,5	13,75	0,125	1096	1522
7,84	20,5	71,5	55,5	15,98	0,1325	975	1159
7,00	22,0	71,0	55,4	16,00	0,143	896	1077
6,67	21,0	71,5	60,0	17,09	0,151	890	995
5,67	20,1	72,0	61,5	17,26	0,175	848	940
4,60	21,5	70,0	62,5	19,22	0,222	788	785
3,80	20,5	67,5	63,5	21,80	0,2765	673	674
2,60	22,5	65,5	73,0	26,35	0,358	627	455

Tableau 3. T_4 = 65 °C

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
10,95	22,0	62,75	42,0	8,11	0,111	1129	2587
10,0	22,5	62,5	44,1	8,82	0,125	1053	2380
9,75	21,5	62,5	44,0	9,10	0,1335	1126	2255
9,65	23,0	62,6	42,25	8,10	0,1266	946	2234
8,55	21,5	62,2	44,5	9,61	0,1287	960	1910
8,30	22,5	62,5	45,5	9,23	0,116	921	1905
7,967	22,0	62,75	47,0	9,46	0,121	867	1750
7,50	22,5	62,3	45,0	9,51	0,120	803,5	1615
7,10	22,5	62,0	47,5	10,36	0,1196	757	1395
6,50	23,0	62,0	48,75	10,58	0,1128	664,5	1200
6,00	22,1	61,75	50,0	11,51	0,125	659	1094
5,25	22,0	61,5	50,5	11,90	0,1395	618,5	994
4,40	22,5	61,0	52,1	12,75	0,159	562,5	842
3,50	22,0	60,0	54,5	14,70	0,214	550	715
2,50	22,0	58,5	57,0	16,95	0,240	432	487

Tableau 4. T_4 = 59 °C

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
10,80	21,5	57,75	39,5	6,66	0,105	1035	3025
9,85	21,5	57,5	40,75	7,18	0,1158	1001	2660
9,00	21,5	57,5	41,25	7,28	0,1185	928	2435
7,967	22,0	57,25	42,0	7,50	0,1257	818,5	2018
7,10	21,5	56,75	42,5	8,42	0,1268	758	1720
6,15	21,5	56,3	43,5	9,21	0,122	640,5	1385
5,40	21,5	56,25	45,5	9,80	0,133	593	1155
4,70	21,5	56,0	46,0	9,82	0,1525	567,5	1105
4,00	21,75	55,75	46,0	10,48	0,1582	494	900
3,30	21,75	54,75	48,0	12,08	0,181	448,5	710
2,60	21,5	54,5	50,5	13,15	0,186	359,5	522

Tableau 5. T_4 = 59 °C. Tube acier rouillé

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
16,85	21,7	57,8	39,1	6,07	0,0208	806,5	2540
16,75	20,5	57,8	38,0	6,08	0,0149	786,3	2475
12,867	17,6	57,7	39,2	7,25	0,0155	629	1660
12,55	22,5	57,8	38,7	5,77	0,02525	617	1965
10,35	20,3	57,8	41,4	6,99	0,0226	520	1420
9,00	22,0	57,7	40,6	6,55	0,0278	463	1350
9,00	21,8	57,5	40,6	6,85	0,0296	472,5	1320
7,05	22,5	57,2	42,5	7,57	0,02603	348	878
5,08	20,0	56,3	42,2	9,27	0,0263	260	535

Après brossage du tube

4,733	20,5	51,2	51,3	16,80	0,02467	211,3	240

B - CONVECTION NATURELLE TUBE CUIVRE

Tableau 6. T_4 = 87,5 °C

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	$\dot{Q}$	h
15,00	14,7	82,5	57,3	17,57	0,0333	1298,8	1375,8
12,70	15,4	81,7	58,0	18,455	0,04724	1169,4	1171
11,00	14,2	81,2	58,5	19,487	0,05151	1046,2	992,2
10,10	16,8	81,2	58,8	18,829	0,0594	1032,4	1013,3
9,00	18,6	80,5	60,3	19,738	0,05926	848,1	794,1
7,867	18,9	79,6	61,2	20,476	0,06991	777,8	702
6,35	17,0	77,7	62,8	23,346	0,09186	703,7	557
4,458	20,5	75,0	68,5	24,687	0,1215	538,6	396,4

Tableau 7. T_4 = 77 °C

17,40	11,9	74,7	50,0	12,76	0,02107	1295,5	1876,3
15,633	12,6	74,7	50,0	12,594	0,02345	1173,6	1722
13,133	12,6	74,0	50,7	14,27	0,03046	1027,6	1330,8
11,533	14,6	73,6	51,3	13,99	0,03468	901,7	1191
10,167	13,0	73,4	51,6	15,998	0,03606	816,9	943,6
7,267	16,0	72,3	52,8	15,58	0,04587	593,4	703,9
5,20	19,5	70,3	56,2	17,65	0,06090	439,3	460
4,208	21,3	68,2	59,6	20,07	0,07723	377,1	347,2

Tableau 8. T_4 = 65 °C

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
17,433	11,4	63,4	42,2	9,88	0,0153	1056,1	1975
14,433	14,2	63,3	43,5	9,70	0,01617	839,6	1599,6
13,35	11,3	63,1	42,7	10,53	0,02122	850,4	1492,5
11,967	13,2	62,8	42,9	10,02	0,02089	733,8	1282
11,767	17,8	62,8	45,3	10,58	0,01983	660,4	1218
10,533	17,2	62,8	42,8	9,54	0,01740	583,1	1128,8
9,00	12,9	62,4	42,7	11,25	0,01852	539	885,4
7,317	12,6	61,25	43,0	11,73	0,02164	444,8	644,7
6,90	14,1	62,0	44,1	12,75	0,0314	452	712
6,00	21,2	61,7	47,8	11,175	0,02778	336,5	556,5
5,317	12,75	60,8	45,55	13,94	0,02508	330,3	437,9
3,817	23,5	58,0	52,0	15,30	0,05677	253,2	305,8

Tableau 9. T_4 = 59 °C

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
17,567	7,9	58,1	37,5	8,225	0,01233	1013	2280
16,267	8,0	58,0	37,7	8,470	0,01434	947	2065
15,533	7,8	58,0	37,2	8,409	0,01931	955,6	2100
14,633	15,8	58,0	40,8	7,45	0,01368	740	1835
13,517	16,6	57,9	41,4	7,71	0,01849	699,4	1676
12,167	14,5	57,7	40,1	8,155	0,01918	658	1490
11,517	7,8	57,5	38,3	9,635	0,01881	694,9	1333
10,55	15,4	57,3	40,6	8,70	0,01738	545,7	1161
9,75	12,9	57,2	39,9	9,316	0,02051	544	1081,1
9,442	8,3	57,25	38,7	10,046	0,02206	580	1067
7,342	9,4	56,4	39,3	11,19	0,02384	444	733
6,075	16,4	56,5	42,3	10,00	0,02606	333,4	616
5,317	13,4	55,3	41,3	11,47	0,02508	298,2	480
5,05	13,5	54,9	41,0	12,32	0,02805	289,1	433,6
4,517	19,0	55,0	45,3	11,88	0,03320	247,5	385
3,333	16,9	53,2	45,0	12,56	0,0450	205,8	302,8
2,533	18,7	52,3	47,2	15,08	0,0658	179,4	219,8

Tableau 10. T_4 = 87,5 °C Teneur moyenne en teepol :
g = 0,414 % en poids

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
12,383	14,2	81,3	57,0	18,966	0,02692	1012,8	1031,2
10,467	14,6	79,4	56,1	20,466	0,04459	932,9	864
8,383	16,0	81,5	59,7	19,008	0,0497	776,5	754,9
6,25	18,4	80,0	64,9	21,405	0,0640	603,3	520,9
4,233	23,8	74,1	67,7	25,717	0,1024	449,4	322,9

Tableau 11. T_4 = 59 °C Teneur moyenne en teepol :
g = 0,370 % en poids

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
13,883	12,4	57,0	39,2	9,597	0,0108	704	1355,6
11,083	14,2	57,8	39,9	9,228	0,01053	549,2	1099,8
10,608	11,5	54,5	39,1	12,741	0,01257	531,6	792,2
8,825	13,8	51,1	40,1	15,645	0,02361	447	528
6,783	14,4	53,6	40,9	13,270	0,01843	336,6	468,8
5,50	16,2	52,8	42,7	13,99	0,02273	272	359,3
3,90	17,8	53,2	45,2	13,935	0,02991	204	270,6

C - CONVECTION FORCEE TUBE CUIVRE

Tableau 12. T_4 = 87,5 °C V_{air} = 1,57 m/s

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
16,75	18,7	82,5	57,7	16,571	0,06667	1698,6	1894,3
14,40	19,0	82,2	57,7	16,819	0,08102	1567,4	1722,3
12,00	19,3	82,2	58,1	16,932	0,09167	1380,1	1534,4
10,042	20,3	82,1	58,2	16,698	0,10705	1228,6	1359,7
7,10	21,0	81,6	59,5	17,400	0,1502	1044,5	1109,4
5,117	21,8	80,1	63,1	19,738	0,2150	919,2	860,7
2,233	33,2	74,3	72,25	23,860	0,3955	594,6	460,6

Tableau 13. T^4 = 77 °C V_{air} = 1,57 m/s

G	T^1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
16,60	20,5	74,5	51,1	11,231	0,04418	1319,6	2171,3
14,233	18,2	74,3	52,1	12,345	0,05152	1222,6	1830,3
11,883	18,9	74,2	52,25	12,346	0,05891	1062,9	1591,2
9,35	21,7	74,0	50,7	11,469	0,06595	848	1366,6
7,15	22,5	73,3	52,2	12,497	0,08158	703,7	1040,6
4,50	26,0	72,3	56,0	13,665	0,1185	521,3	705
2,283	30,7	69,3	61,9	16,814	0,2409	411,2	451,9

Tableau 14 . T_4 = 65 °C. V_{air} = 1,57 m/s .

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	[illegible]	h
16,533	19,9	63,2	42,55	8,318	0,02621	573,2	2162,2
14,50	20,2	63,1	42,55	8,407	0,03218	698,1	1974
12,20	20,4	63,0	43,0	8,505	0,03279	758,4	1647,9
9,536	20,6	62,65	43,35	8,689	0,03652	613,8	1305,3
7,25	21,1	62,75	44,2	8,963	0,04598	503,3	1037,8
4,467	23,7	61,75	47,1	10,219	0,05,70	334	604
2,333	28,0	60,3	52,8	12,098	0,1143	239,5	365,8

Tableau 15 . T_4 = 59° C. V_{air} = 1,57 m/s .

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	[illegible]	h
16,00	19,2	57,4	39,5	7,368	0,0250	849,0	2131,5
14,00	19,6	57,5	39,8	7,200	0,02657	769	1973,9
12,60	20,0	57,5	39,9	7,125	0,02645	672,9	1745,3
9,367	20,4	57,4	40,0	7,192	0,02451	450,8	1251,2
7,167	20,4	57,1	40,5	7,724	0,03279	405,4	970
4,50	22,4	56,55	42,4	8,368	0,04444	270,3	616,8
1,633	25,4	53,5	50,55	11,296	0,1122	158,7	251,5

Tableau 16. T_4 = 87,5°C. V_{air} ≐ 2,64 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
15,80	16,9	80,0	57,35	19,575	0,09494	1849,7	1746,3
12,383	15,8	79,3	56,9	20,434	0,1198	1631,6	1475,6
9,333	18,6	79,0	58,1	20,202	0,1554	1389,7	1271,3
9,05	18,6	79,1	58,1	20,112	0,1602	1372,9	1261,5
6,40	19,8	77,8	60,45	21,624	0,2396	1245	1064,1
4,35	25,2	76,5	64,7	22,318	0,3448	1077,2	892
2,983	27,5	73,95	68,6	24,856	0,4078	838,3	623,3
1,925	33,7	69,6	73,5	27,438	0,4589	584,3	393,6

Tableau 17. T_4 = 77°C. V_{air} = 2,64 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
16,867	14,0	73,75	50,2	13,685	0,05336	1537,1	2075,7
11,633	14,8	73,15	50,5	14,317	0,08023	1226,8	1583,5
8,35	16,0	72,0	51,0	15,434	0,1018	970,7	1162,3
6,058	18,5	71,5	54,0	16,105	0,1362	812	931,8
4,525	19,4	69,8	56,2	18,164	0,1786	707,9	720,2
2,683	25,6	68,6	61,2	18,856	0,2733	553,8	542,8

Tableau 18. T_4 = 65°C. V_{air} = 2,64 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	$\dot{q}$	h
14,90	14,1	62,8	41,0	9,877	0,03579	1049,3	1963,5
12,20	13,9	62,5	41,25	10,398	0,04098	898,4	1596,7
8,283	16,3	62,2	42,3	10,422	0,5231	648,1	1149,2
6,167	17,3	61,7	43,75	11,135	0,06757	532,7	884,1
4,60	17,1	61,15	46,4	12,603	0,09058	461,2	676,3
2,925	18,6	60,1	49,2	14,046	0,1396	376	494,8

Tableau 19. T_4 = 59°C. V_{air} = 2,64 m/s .

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	$\dot{q}$	h
16,833	14,9	57,5	38,25	7,968	0,01980	925,6	2146,6
14,20	15,0	57,45	38,4	8,058	0,02582	829,7	1902,7
12,067	15,6	57,4	38,55	8,025	0,03039	731,3	1684,1
10,167	16,3	57,2	38,9	8,230	0,03606	642,9	1443,6
8,092	15,6	56,75	38,95	9,028	0,04222	546,4	1118,4
6,15	17,8	56,6	40,3	8,991	0,05149	437	898,3
4,60	19,9	56,2	42,25	9,422	0,06884	366,4	718,7
3,558	21,6	55,9	44,45	9,898	0,07728	297,7	555,8
2,233	22,8	53,7	47,15	12,507	0,1268	252,1	372,5

Tableau 20. T_4 = 87,5°C. V_{air} = 3,40 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
15,10	18,3	78,9	57,5	20,195	0,1148	1904	1742,4
11,667	19,4	78,5	57,7	20,254	0,1543	1714,4	1564,3
8,30	21,0	77,7	59,5	20,999	0,2108	1468,9	1292,7
6,133	17,2	76,7	57,7	22,495	0,2908	1383,2	1136,4
5,50	18,1	76,1	58,8	23,049	0,3273	1348,3	1081,1
4,867	21,6	75,8	61,6	23,047	0,3767	1310,5	1050,8
3,80	23,2	74,7	64,3	24,287	0,4824	1241,9	945
3,40	23,4	72,7	64,3	25,704	0,4167	988,4	710,6
3,142	26,3	72,3	66,3	25,660	0,4377	938,3	675,8

Tableau 21. T_4 = 77°C. V_{air} = 3,60 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
13,267	12,8	72,6	49,0	15,106	0,08291	1441,5	1763,5
11,85	13,2	72,5	49,1	15,138	0,08861	1322,4	1614,4
10,00	13,8	72,0	49,5	15,635	0,1033	1194,3	1411,6
8,017	15,3	71,5	51,0	16,164	0,1247	1044,9	1194,6
6,183	16,4	70,7	53,3	17,329	0,1671	949,5	1012,6
4,383	18,6	68,8	55,4	19,071	0,2319	824,9	799,4
3,30	21,3	67,3	58,2	20,381	0,3081	756,8	686,2
2,583	23,2	67,2	59,7	20,327	0,3645	680,2	618,4
1,992	26,5	64,3	62,2	22,278	0,3849	541,2	455,7

Tableau 22. T_4 = 65°C. V_{air} = 3,76 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	q	h
16,667	14,9	62,5	41,5	10,203	0,0400	1198,9	2171,4
15,60	12,8	62,1	40,6	11,028	0,04273	1174,4	1967,9
13,20	12,6	61,8	40,7	11,474	0,05050	1056	1700,9
11,167	12,8	62,0	40,8	11,201	0,05373	919,3	1516,7
9,083	13,7	61,7	41,0	11,371	0,06605	807,2	1311,8
7,15	14,1	61,4	42,2	11,936	0,08158	699,7	1083,3
6,267	15,3	61,0	42,9	12,232	0,08776	630,7	952,9
5,35	15,5	60,5	43,8	12,958	0,1028	585,9	835,6
4,167	17,1	60,1	46,5	13,689	0,1280	514,2	694,2
3,108	20,0	59,0	48,8	14,551	0,1689	452,6	574,8
2.033	23,5	57,7	52,7	15,813	0,2459	387,5	452,8
1,658	26,2	56,8	54,2	16,141	0,2663	333,5	381,8

Tableau 23. T_4 = 59°C. V_{air} = 3,87 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	q	h
17,133	10,6	57,3	37,3	9,088	0,03502	1169,3	2377,7
14,117	10,8	56,9	37,6	9,711	0,03660	972,5	1850,9
12,833	11,4	57,1	38,0	9,370	0,03636	881,6	1738,9
9,45	12,4	56,8	38,4	9,647	0,04233	676	1295
7,717	13,0	56,3	38,9	10,272	0,05399	600,6	1080,6
6,167	13,8	55,8	39,8	10,896	0,06757	528,1	895,7
4,333	16,1	55,1	41,8	11,575	0,09615	435,1	694,8
3,308	18,5	54,4	43,9	12,186	0,1234	380,5	577

Tableau 24 . T_4 = 77°C. V_{air} = 8,00 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
13,933	19,0	70,5	49,8	15,637	0,1124	1668,3	1971,7
11,10	19,3	69,6	50,7	16,624	0,1411	1510,1	1678,8
3,85	19,0	69,0	50,8	17,265	0,1657	1339,7	1434
6,05	21,5	67,5	53,3	18,478	0,2479	1194,9	1195
4,267	22,7	65,7	55,8	20,307	0,3398	1074,2	977,6
2,433	27,5	62,7	60,9	22,541	0,6164	1002,6	822

Tableau 25. T_4 = 65°C. V_{air} = 8,00 m/s.

16,467	16,3	61,55	42,1	11,149	0,04858	1263,6	2094,6
12,333	17,9	61,2	42,8	11,237	0,06757	1069,9	1758,0
9,183	18,8	60,65	43,65	11,777	0,09256	929,9	1459,2
6,483	20,2	59,8	45,75	12,782	0,1234	774,9	1120,4
4,467	21,6	58,6	48,0	14,130	0,1828	693,0	906,4
2,583	24,5	56,75	52,1	16,041	0,3226	622,2	716,8

Tableau 26. T_4 = 59°C. V_{air} = 8,00 m/s.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
16,433	16,7	56,4	39,1	9,204	0,04259	1106,9	2222,6
12,30	17,2	55,9	39,6	9,770	0,05149	893,4	1689,9
9,067	17,8	55,2	40,4	10,556	0,07537	786	1376,1
6,55	19,0	54,9	41,45	10,804	0,09669	654,2	1118,9
4,433	20,5	54,1	43,6	11,751	0,1391	559,5	879,9
2,683	22,7	52,6	46,0	13,094	0,2298	490,2	691,9

Tableau 27. T_4 = 77°C. V_{air} = 2,64 m/s. Contre-courant.

G	T_1	T_2	T_3	$\Delta\theta$	ε	Q	h
16,067	18,7	72,2	48,7	13,767	0,03527	1192,6	1601
12,40	17,8	71,5	49,7	15,035	0,04839	1020,9	1254,8
8,50	19,2	69,9	51,9	16,781	0,07255	795,2	875,8
5,60	22,7	66,9	57,1	19,851	0,1071	603,3	561,6
3,50	25,8	63,1	63,4	23,843	0,1714	487,7	378,0
2,533	29,2	60,5	66,6	25,569	0,2368	435,7	314,9

D - PROFIL DE TEMPERATURE DE LA PAROI.

Tableau 28. T_4 = 77°C. Convection naturelle.

G	T_7	T_8	T_9	τ_3	τ_7	τ_8	τ_9
17,40	63,1	66,8	74,2	0,5852	0,7865	0,8433	0,9570
15,633	62,6	67,2	74,7	0,5807	0,7764	0,8478	0,9643
13,133	64,6	70,4	75,4	0,59161	0,8074	0,8975	0,9752
11,533	65,5	71,5	75,7	0,5881	0,8157	0,9119	0,9792
10,167	66,35	73,2	76,3	0,6031	0,8328	0,9406	0,9891
7,267	70,3	75,2	76,5	0,6033	0,8902	0,9705	0,9918
5,20	73,5	76,2	76,6	0,6383	0,9391	0,9861	0,9930
4,208	74,7	76,4	76,5	0,6876	0,9587	0,9892	0,9910

Tableau 29. T_4 = 77°C. V_{air} = 2,64 m/s.

G	T_7	T_8	T_9	τ_3	τ_7	τ_8	τ_9
16,867	63,3	67,0	73,75	0,5746	0,7825	0,8413	0,9484
11,633	67,2	71,0	74,5	0,5739	0,8424	0,9035	0,9598
8,35	69,2	73,0	74,3	0,5738	0,8721	0,9344	0,9557
6,058	72,35	74,3	74,7	0,6068	0,9205	0,9538	0,9607
4,525	72,65	74,5	73,55	0,6389	0,9245	0,9566	0,9401
2,683	74,55	74,95	74,65	0,6926	0,9523	0,9601	0,9543

D E U X I E M E T H E S E

-:-:-:-:-

Proposition donnée par la
Faculté:

ETUDE DU DISILICIURE DE MOLYBDENE EN TANT QUE RESISTANCE ELECTRIQUE

Vu et approuvé

Nancy ,le 19 Janvier 1965

Le Doyen de la Faculté

des Sciences de Nancy.

J. AUBRY

Vu et Permis d'imprimer

Nancy, le 20 janvier 1965

Le Recteur

Président du Conseil

de l'Université

P. IMBS